

УДК 533.6.011.5 : 533.9

© 2005 г. И. А. ЗНАМЕНСКАЯ, И. Э. ИВАНОВ, И. А. КРЮКОВ, Т. А. КУЛИ-ЗАДЕ

### **САМОЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭНЕРГОВКЛАДА ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ИОНИЗАЦИИ СВЕРХЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ**

Проведено экспериментальное исследование импульсной ионизации нестационарного квази-двумерного течения, возникающего при дифракции ударной волны на клине. При инициировании разряда на различных стадиях нестационарного газодинамического течения исследовано перераспределение плазмы импульсного объемного разряда с предйонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов в потоке. Сравниваются изображения плазменных потоков с соответствующими полями параметров газодинамических течений. Показано, что можно управлять потоками плазмы импульсного разряда за счет явления самолокализации в заданную область потока известной конфигурации. С использованием данных, полученных в экспериментах, численно моделируется локализованный энерговклад в газодинамический поток.

*Ключевые слова:* самолокализация энерговклада, дифракция ударной волны, двумерное течение, импульсный разряд.

Выяснение физических механизмов взаимодействия высокоскоростных плазменных и газодинамических потоков – фундаментальная задача исследований, целью которых является анализ возможностей управления параметрами околосвуковых и сверхзвуковых течений (в частности, около летательного аппарата или внутри канала) [1]. Для исследования подобных взаимодействий экспериментально и численно проводилось моделирование энергоподвода в поток перед обтекаемыми моделями [2, 3], в канале [4, 5]. В ряде работ исследовался частотно-периодический режим энергоподвода, так как такой режим наиболее эффективно позволяет обеспечивать квазистационарный ввод энергии в однородный поток. Основным источником плазмы при экспериментальном моделировании подобного процесса – лазерное излучение [6]. Показано [7], что импульсно-периодический оптический разряд формирует канал низкой плотности газа, в который ускоряется поток плазмы из зон более высокой плотности. Проанализированы параметры генерируемых при этом ударных волн.

Для экспериментального моделирования импульсного пространственного энерговклада в участок течения газа в канале было предложено использовать импульсный объемный разряд с предйонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов [8–11]. В отличие от случая моделирования одиночного импульса конечной длительности [2] реализацию подобного разряда за плоской ударной волной в канале ударной трубы можно рассматривать как мгновенный пространственный энерговклад в участок газодинамического потока. Импульсный объемный разряд с предйонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов – специальный тип разряда, используемый в квантовой электронике для накачки эксимерных и  $\text{CO}_2$ -лазеров [12, 13]. Инициирование этого разряда в потоке в канале (в частности, в канале ударной трубы прямоугольного сечения) позволяет равномерно ионизовать участок однородного газодинамического потока в межэлектродной области на время менее 200 нс. Ультрафиолетовое излучение от плазменных листов обеспечивает предйонизацию основного разрядного промежутка, после чего происходит импульсная ионизация объема. Время  $\Delta t$  энерговклада (ионизации) существенно меньше характерных времен  $t_g$  нестационарных

процессов в газодинамическом течении в ударной трубе:  $\Delta t \ll t_g$ ; за время  $\Delta t$  не происходят снос потока и изменение положения и конфигурации разрывов и неоднородностей.

Настоящая работа посвящена изучению и анализу локализации плазмы импульсного объемного разряда в неоднородных потоках газа с известными полями плотности. Анализ процессов, реализующихся при перераспределении импульсного энерговклада на участках потока с ударными волнами, вихревыми зонами, волнами разрежения и сжатия, позволяет прогнозировать динамику взаимодействия плазмы импульсного разряда и газодинамического потока и осуществлять коррекцию соответствующих газодинамических потоков на основе импульсного (импульсно-периодического) локализованного воздействия. Наличие газодинамических неоднородностей приводит при ионизации потока разрядом к мгновенному (с точки зрения газовой динамики) пространственному перераспределению (самолокализации) плазмы за счет зависимости электронной концентрации от локальной плотности газа. Цель настоящей работы :

- 1) исследование локализации энерговклада при перераспределении плазмы импульсного объемного разряда в неоднородном потоке газа за моделью;
- 2) анализ динамики потока при воздействии импульсного локализованного энерговклада.

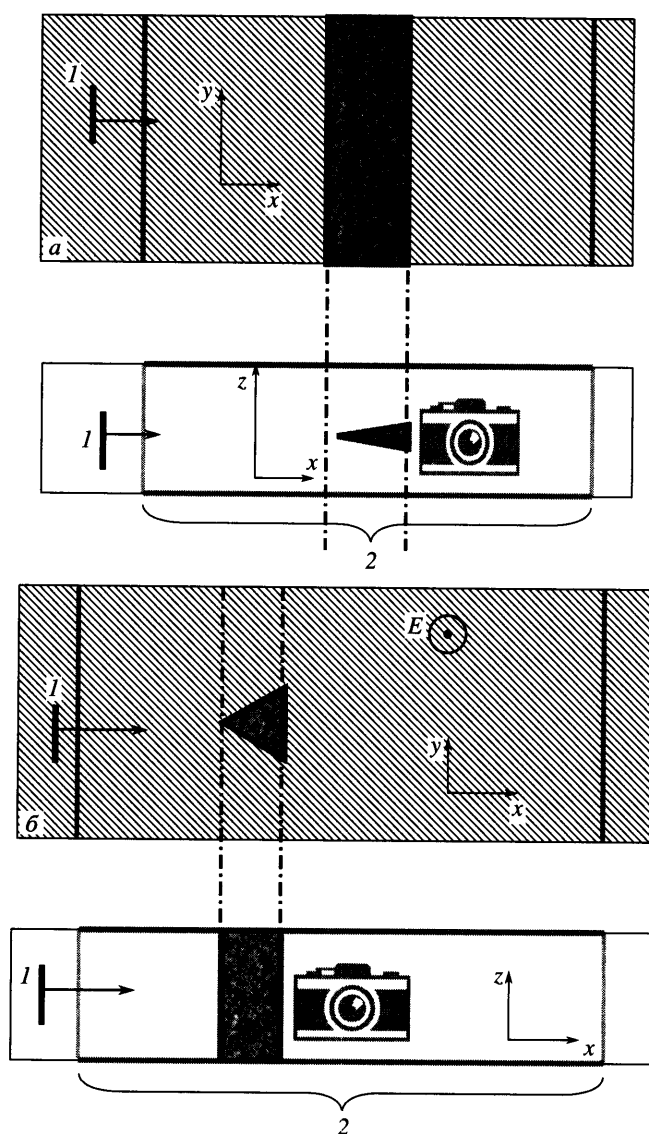
**1. Экспериментальное исследование импульсной ионизации квазидвумерных течений, возникающих в канале при дифракции ударных волн.** Экспериментальные исследования импульсной ионизации двумерных газодинамических течений проводились в воздухе на ударной трубе с разрядной секцией. В рабочей (разрядной) секции сечением  $48 \times 24$  мм реализовывался импульсный объемный разряд с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных электродов. Две стенки разрядной камеры – кварцевые окна; верхняя и нижняя стенки на участке потока протяженностью 10 см – плоские плазменные электроды, которые на начальной стадии горения импульсного разряда обеспечивают предыонизацию газа в межэлектродном промежутке. После прохождения плоской ударной волны в гладком канале ударной трубы однородно ионизируется область спутного потока размером  $100 \times 24 \times 48$  мм. На границах этой области импульсного энерговклада в потоке реализуются условия распада разрыва, возникающие при этом плоские возмущения сносятся потоком [5].

Газодинамическое течение в разрядном промежутке ионизируется за время менее 10 нс, затем разряд горит около 150–180 нс и гаснет за 15–20 нс. Интегральная регистрация поля свечения разряда в потоке через боковое окно дает мгновенное, с точки зрения динамики газа, изображение распределения интенсивности свечения плазмы в газодинамическом течении, возникающем в области между плазменными электродами.

При ионизации объемным импульсным разрядом (исходно однородным) некоторого участка газодинамического течения, включающего разрывы, неоднородности, волны сжатия и разрежения, вихри, происходят перераспределение потока плазмы разряда, локализация энерговклада. При этом импульсный локальный энерговклад в участки течения с пониженной плотностью приводит к возникновению вторичных множественных возмущений. При анализе воздействия импульсной ионизации на неоднородную область течения газа с разрывами важен учет поля плотности ионизируемого участка потока.

Разряд инициировался в заданный момент нестационарного газодинамического процесса, протекающего в области межэлектродного промежутка в канале рабочей камеры за плоской ударной волной. Проведены исследования пространственного перераспределения свечения импульсного объемного разряда при ионизации сложного нестационарного квазидвумерного газодинамического течения, возникающего после дифракции ударной волны на клине. Численно решены соответствующие газодинамические двумерные задачи.

Интегральное свечение поля течения за время ионизации регистрировалось фотокамерой (фиг. 1) через окна рабочей камеры в направлении, перпендикулярном оси течения. Ток объемного разряда достигал 1 кА. При поджиге плазменных листов про-



Фиг. 1. Схемы регистрации свечения при ионизации потока (а – модель 1, б – модель 2):  
1 – ударная волна, 2 – область импульсной объемной ионизации

исходит фотоионизация газа, затем идут поджиг объемного разряда, ионизация; средняя концентрация электронов растет до  $10^{12}$ – $10^{13}$  см $^{-3}$ . Энергия, вводимая в газ при объемном разряде, перекачивается в электронно-возбужденные, колебательные, затем в поступательные степени свободы молекул. Поступавшая в однородный поток энергия составляла 0.01–0.05 Дж/см $^3$ .

При ионизации объемным импульсным разрядом газодинамического течения наличие неоднородностей плотности приводит к перераспределению тока объемного разряда в области пониженной плотности за счет зависимости локальной проводимости среды от значения параметра Таунсенда  $E/\rho$  ( $E$  – напряженность электрического по-

ля). В связи с этим области пониженной плотности газа – источник свечения повышенной интенсивности плазмы разряда.

Для анализа перераспределения плазмы однородного объемного импульсного разряда около обтекаемого тела в ударной трубе использованы две модели клина – равнобедренный 1 и равносторонний 2. Исследовалось течение, возникающее в канале за падающей ударной волной с числами Маха  $M = 2.1-4.5$ .

Равнобедренный клин 1 устанавливался в рабочей камере горизонтально, равносторонний – вертикально. Клин шириной 48 мм (ширина камеры), длиной 28 мм, с углом полураствора  $9^\circ$  фиксировался под нулевым углом атаки к набегающему потоку по центру камеры. Клин 1 крепился между окнами разрядной камеры (фиг. 1, а). Локальные значения газодинамических параметров, а также напряженности поля  $E$ , концентрации электронов, проводимости, интенсивности свечения – функции  $x$ ,  $y$  и слабо зависят от координаты  $z$  (здесь  $x$ ,  $y$ ,  $z$  – координаты разрядной области в направлениях по набегающему потоку, вектору, перпендикулярному набегающему потоку, и вектору электрического поля). Регистрировалось поле интенсивности  $I(x, y)$  свечения плазмы в квазидвумерном потоке. Линия регистрации свечения разряда на различных стадиях процесса в потоке параллельна плоскости симметрии течения и направлена вдоль оси  $z$ . При интегральной регистрации свечения разряда в заданном газодинамическом течении получают мгновенные изображения перераспределения свечения плазмы в данном потоке газа.

Во второй серии экспериментов использована модель 2 – равносторонний клин со стороной 10 мм, длина образующей 24 мм. Модель располагалась вертикально между электродами под нулевым углом атаки к набегающему потоку, образующие клина – вдоль электрического поля (фиг. 1, б). Через окна регистрировалось свечение плазмы в потоке в направлении, перпендикулярном плоскости симметрии течения.

Получены изображения полей свечения плазмы, возникающих при импульсной объемной ионизации потоков разрядом, инициируемым на различных стадиях нестационарного процесса дифракции ударной волны на клине и при установлении обтекания модели равномерным потоком газа за ударной волной.

В однородном потоке воздуха за падающей плоской ударной волной значения давления, рассчитанные по соотношениям Рэнкина–Гюгонио

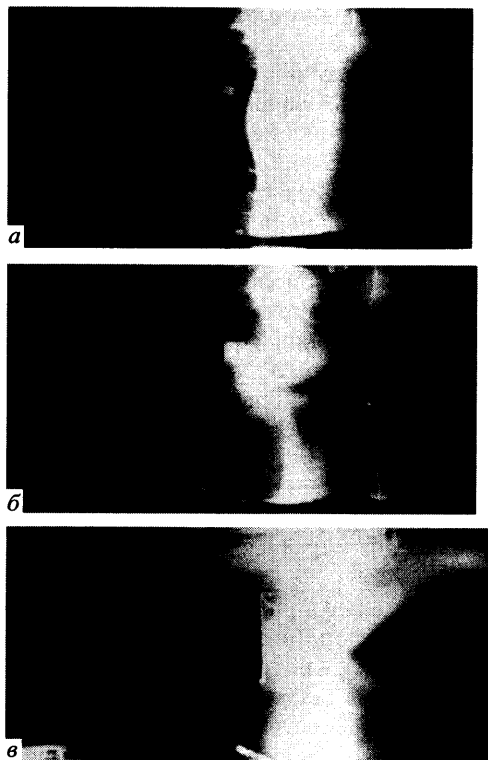
$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{2M_0^2\gamma - \gamma + 1}{\gamma + 1}$$

в экспериментах составляли 25–400 торр соответственно. Величина параметра Таунсенда в однородном потоке изменялась в пределах 100–500 Td.

Возникновение неоднородного поля течения газа в потоке за плоской ударной волной после дифракции на модели приводит к увеличению значения  $E/\rho$  при локальном снижении плотности в различных участках газодинамического течения. При этом создаются условия локального пробоя. В областях существенного повышения значений  $E/\rho$  образуются сильноточные шнуры, в которые перераспределяется энергия из близлежащих зон разряда.

**2. Горизонтальное положение клина.** При горизонтальном расположении клина каналы пониженной плотности и повышенной ионизации перпендикулярны вектору напряженности поля. Ток течет преимущественно в вертикальном направлении при горизонтальной ориентации двумерных изоповерхностей плотности.

На снимках фиг. 2 представлены поля свечения разряда при дифракции ударной волны  $M = 3$  на клине 1. На фиг. 2, а основной поток плазмы разряда локализован перед ударной волной в зоне низкого давления; при этом визуализируются области вихрей за клином. На фиг. 2, б проходящая ударная волна почти вышла из области разрядного промежутка. Визуализация ее положения – результат ионизации области ин-



Фиг. 2. Ионизация нестационарного течения при дифракции ударной волны на горизонтальном клине: а–в – последовательные стадии процесса дифракции

терференции ударной волны со стеклянной поверхностью, физический механизм которой есть предмет отдельного исследования. Изображение поля течения между прошедшей ударной волной и клином искажается перераспределением плазмы в область висячих скачков уплотнения в зонах изменения сечения двумерных каналов, образованных стенками камеры и боковыми поверхностями клина. На фиг. 2, в (37 мкс после прохождения ударной волной донной поверхности клина установилось квазистационарное течение) основной визуализируемый элемент двумерного течения – висячий скачок уплотнения на выходе из канала и хвостовые ударные волны. Области перед скачками и отрыва потока за клином – это зоны локализации разряда за счет возникновения в данной геометрии эксперимента локальных пробойных условий в потоке.

**3. Вертикальное положение клина.** При вертикальном расположении клина его образующая направлена вдоль вектора напряженности поля, линия регистрации свечения – вдоль оси  $y$ . Вдоль оси  $z$  газодинамические параметры потока и параметры разряда можно считать постоянными. Таким образом, направления тока, вектора напряженности электрического поля, изопереходных поверхностей поля квазидвумерного газодинамического течения совпадают:

$$\rho = \rho(x, y); \quad E = E(x, y); \quad p = p(x, y); \quad n_e = n_e(x, y); \quad \mu = \mu(x, y); \quad j = j(x, y)$$

где  $n_e(x, y)$  и  $\mu(x, y)$  – пространственные распределения концентрации и подвижности электронов;  $j(x, y)$  – плотность тока.

При заданном не зависящем от времени в течение импульса (200 нс) токе разряда  $I$  электрическое поле  $E$  определяется как

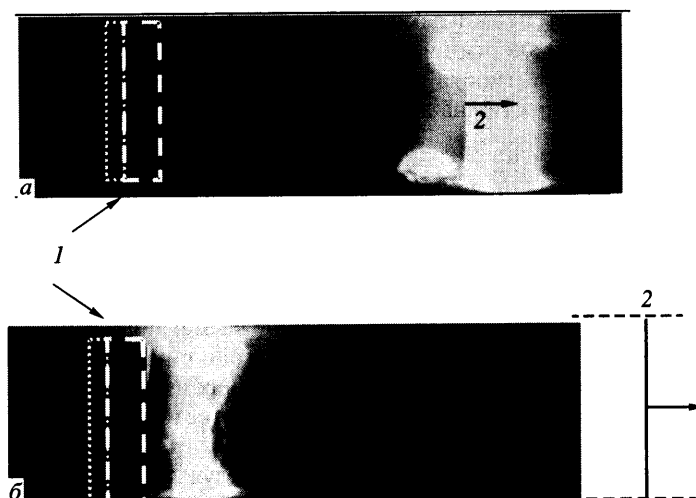
$$E(x, y) = I \left[ e \iint_S n_e(x, y) \mu(x, y) dx dy \right]^{-1}$$

Локальная плотность тока  $j$  в квазидвумерном течении связана со средней плотностью тока при ионизации однородного объема  $j_0$

$$\int_S j(x, y) dS = j_0 A$$

где  $A$  – площадь ионизируемого участка потока.

Значения локальной плотности в потоке за моделями менялись весьма существенно. В области отрыва потока за клином на участке 1 см перепад плотности составлял 700–900%. В зону низкой плотности (вихревая зона отрыва потока за препятст-



Фиг. 3. Ионизация нестационарного течения при дифракции ударной волны на вертикальном клине: а, б – последовательные стадии процесса дифракции; 1 – клин, 2 – ударная волна

вием) происходила самолокализация энерговклада – перераспределение тока разряда из прилегающих областей с малым значением  $E/\rho$ .

При перераспределении (самолокализации) тока в область пониженной плотности площадью  $S_1$  его значение есть

$$I = eE(x, y) \int_{S_1} n_e(x, y) \mu(x, y) dx dy = \iint_S j(x, y) dx dy$$

На фиг. 3 представлены два изображения импульсного объемного разряда с пред-ионизацией потока при дифракции ударной волны на вертикальном клине. До момента выхода ударной волны из межэлектродной зоны плазма разряда в основном локализована в области низкой плотности перед ударной волной (фиг. 3, а), при этом некоторая часть тока объемного разряда идет через область вихря за клином.

В течениях за ударной волной после ее выхода из области разрядного промежутка было зарегистрировано стягивание практически всей плазмы импульсного объемного разряда в вихревую зону за клином – самолокализация энерговклада в область низкой плотности (фиг. 3, б). Оценки по соотношению

$$\epsilon_{\max} = \epsilon_* \frac{V_0}{V}$$

где  $\epsilon$  – значение удельного энерговклада в однородном потоке,  $V/V_0$  – отношение объемов локализованного и однородного энерговклада, показывают, что при этом локально вводимая в поток энергия достигает значения  $\epsilon_{\max} = 0.5$  эВ/мол.

В достаточно мощных импульсных разрядах нагрев газа происходит за время, много меньшее характерного времени газодинамического разлета молекул, что приводит к значительному повышению давления на величину  $\Delta p$  в области локализации энерговклада и образованию ударных волн. Сразу после начала объемного разряда в течение малого времени существенно меньшего характерных газодинамических времен ( $\Delta t \ll t_g$ ), когда динамикой структуры потока можно пренебречь, а плотность газа в

области энерговклада не успевает измениться, вся подведенная энергия расходуется на увеличение внутренней энергии и рост давления в газе. В предположении постоянной пространственной плотности подвода энергии  $\epsilon$  за время  $\Delta t \rightarrow 0$  в зоне самолокализации давление возрастет на величину

$$\Delta p(x, y) = (\gamma - 1) \Delta t p(x, y) \frac{d\epsilon}{dt}$$

На границе области импульсного энерговклада в потоке возникают условия разрыва. В результате повышения давления образуется расходящаяся ударная волна, повторяющая форму области самолокализации энерговклада.

**4. Численное моделирование течения.** Для анализа механизма перераспределения плазмы объемного разряда в газодинамическом потоке с разрывами проведены численные расчеты нестационарных течений, возникающих при дифракции ударной волны на клинях в канале ударной трубы для условий, соответствующих экспериментальным. Зарегистрированные в экспериментах мгновенные изображения полей свечения плазмы в газодинамическом потоке сравнивались с результатами численного моделирования полей плотности соответствующих нестационарных течений.

Число Рейнольдса, определенное по параметрам на входе в канал и ширине канала, в экспериментах составляло около  $10^4$ . Для численного моделирования рассматриваемого течения с учетом вязких эффектов была разработана программа численного расчета вязкого двумерного нестационарного сверхзвукового и трансзвукового течения на основе решения системы уравнений Навье–Стокса. При проведении вычислительного эксперимента в качестве физической модели среды выбрана модель совершенного однокомпонентного газа с показателем адиабаты  $\gamma = 1.4$ . Оценки показали [10], что использование модели совершенного двухатомного газа правомерно.

В качестве математической модели для расчета течения принята система двумерных нестационарных уравнений Навье–Стокса с соответствующими граничными условиями, которые для двумерного, нестационарного сжимаемого течения калорически совершенного газа записываются в виде

$$\mathbf{q}_t + \mathbf{f}(q)_x + \mathbf{g}(q)_y = \mathbf{f}_v(q)_x + \mathbf{g}_v(q)_y + \mathbf{H} \quad (4.1)$$

$$\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{f}(\mathbf{q}) = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ (E + p)u \end{bmatrix}, \quad \mathbf{g}(\mathbf{q}) = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

$$\mathbf{f}_v(\mathbf{q}) = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ q_x + u\tau_{xx} + v\tau_{xy} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{g}_v(\mathbf{q}) = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ q_y + u\tau_{xy} + v\tau_{yy} \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

где  $\rho, p, E$  – плотность, давление и полная энергия соответственно,  $u, v$  – декартовые компоненты вектора скорости,  $\mathbf{H}$  – вектор источников членов

$$\mathbf{H} = -\frac{\rho}{y} \begin{bmatrix} v \\ uv \\ v^2 \\ vh \end{bmatrix} + \frac{1}{y} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho \frac{d\epsilon}{dt} \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + 0.5(u^2 + v^2) \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{v}{y} \right) \\ \tau_{yy} &= 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{v}{y} \right) \\ \tau_{xy} &= \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$q_x = k \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = k \frac{\partial T}{\partial y} \quad (4.7)$$

Здесь  $\tau_{xx}$ ,  $\tau_{yy}$ ,  $\tau_{xy}$  – компоненты тензора вязких напряжений,  $q_x$ ,  $q_y$  – компоненты вектора теплового потока,  $\partial \epsilon / \partial t$  – плотность подвода энергии.

Система (4.1)–(4.7) дополняется уравнением, записанным с учетом уравнения состояния политропного газа

$$p = (\gamma - 1)(E - 0.5\rho(u^2 + v^2)) \quad (4.8)$$

где  $\gamma$  – отношение удельных теплоемкостей,  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости,  $k$  – коэффициент теплопроводности,  $T$  – температура. Коэффициент ламинарной вязкости рассчитывается по формуле Сазерленда

$$\mu = \mu_0 (T/273)^{3/2} (273 + C) / (T + C), \quad C = 122 \text{ K}$$

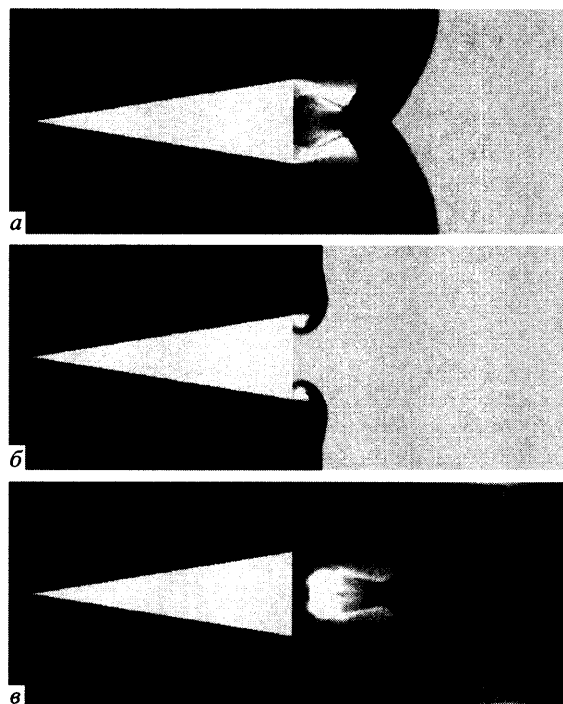
Для численной аппроксимации конвективной части исходной системы уравнений применялась явная квазимоноотонная численная схема повышенного порядка точности, являющаяся модификацией схемы С.К. Годунова. Используются кусочно-линейное распределение параметров на расчетном слое и существенно двумерные процедуры “восстановления” данных в расчетных ячейках [15]. В качестве граничных условий на стенках канала – условия прилипания, на оси симметрии ставились условия симметричного отражения, во входном сечении задавались условия сверхзвукового потока с параметрами за ударной волной, а в выходном – условия отсутствия отражения.

В результате расчетов определена газодинамическая структура потока для дальнейшей привязки к областям локализации выделения энергии разряда при прохождении ударной волны. Проведено численное моделирование динамики нестационарных сверхзвуковых полей параметров течений, возникающих при самоллокализации энерговклада в зоны, определенные экспериментальным моделированием.

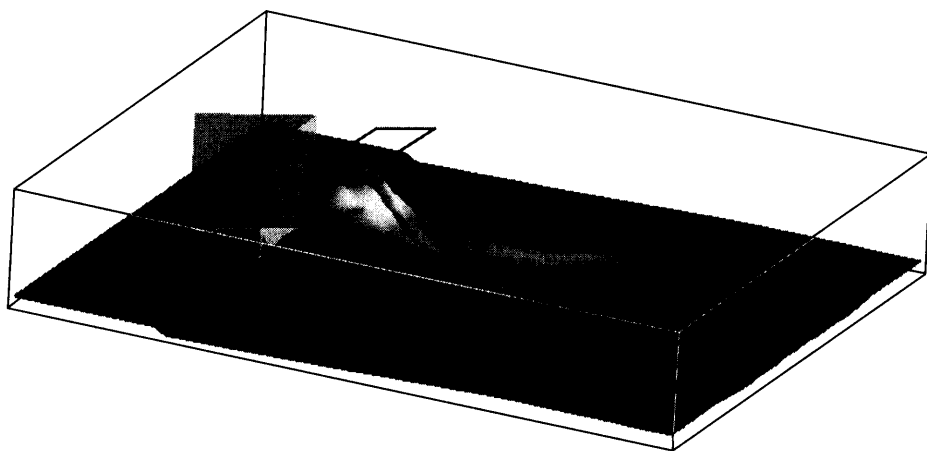
На фиг. 4 приведены расчетные поля плотности в нестационарном потоке за препятствием в виде равнобедренного клина для соответствующих эксперименту (фиг. 2) условий. Результаты расчетов – поля обратной плотности ( $1/\rho$ ) – визуализированы в непрерывной шкале градаций серого цвета. Сравнение результатов экспериментального и численного моделирования позволяет анализировать перераспределение плазменного потока в соответствии со структурой ударно-волновых полей при инициировании импульсного пространственного разряда в газодинамическом течении. Самоллокализация плазмы объемного разряда в нестационарные области отрыва за клином происходит после выхода плоской ударной волны из зоны разрядного промежутка.

Полное описание эволюции исследуемой системы в послеразрядный период включает самосогласованное моделирование газодинамических и релаксационных процессов [14]. Для описания последних в качестве начальных условий следует взять значе-



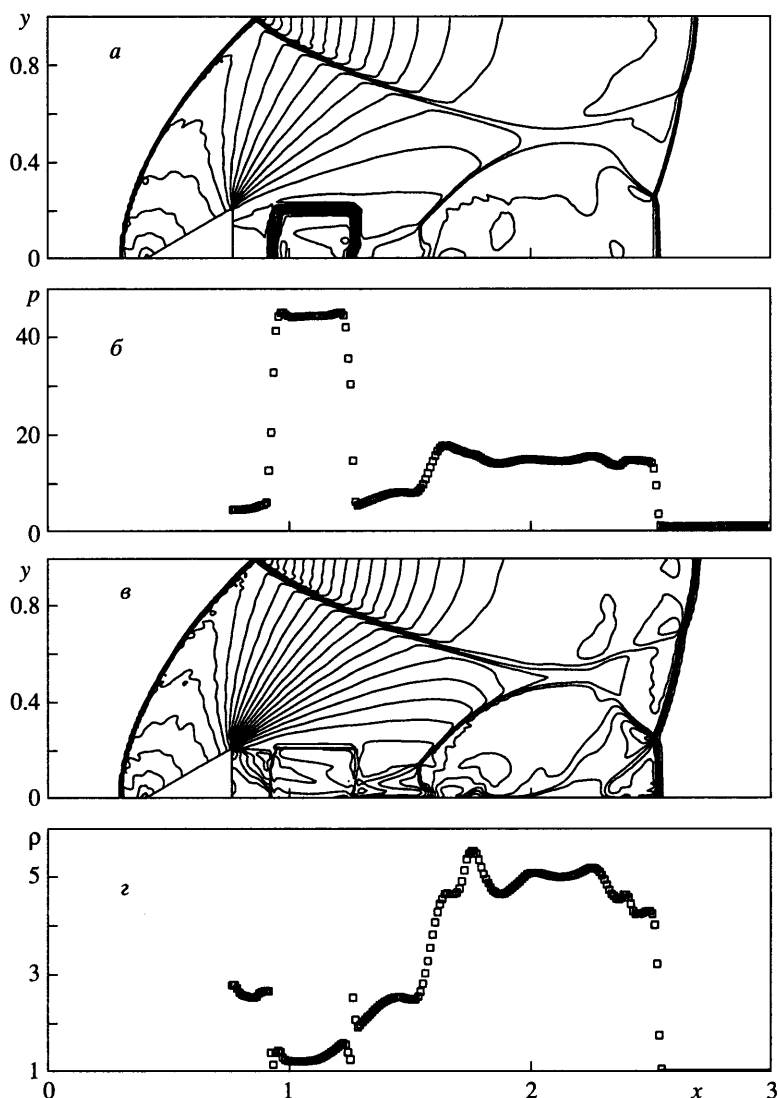


Фиг. 4. Визуализация численного расчета поля плотности течения при дифракции ударной волны на горизонтальном клине: а–в – последовательные стадии процесса дифракции



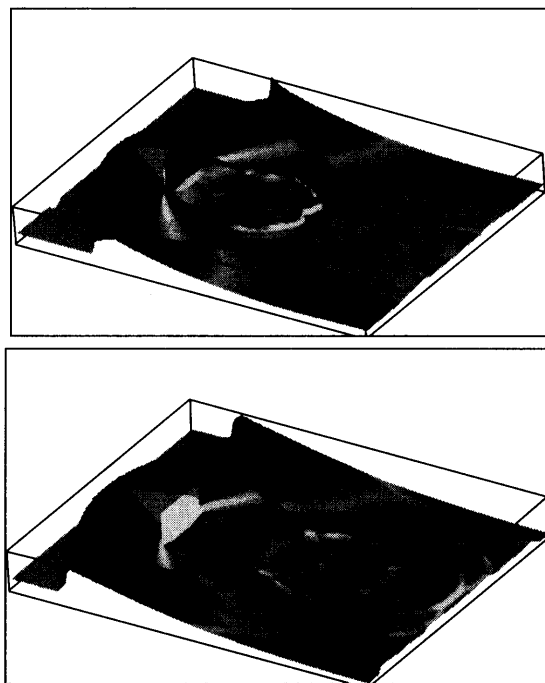
Фиг. 5. Численный расчет течения в канале ударной трубы; область локализации разряда

ния концентрации атомов кислорода, степени колебательного возбуждения азота и температуры газа, получаемые из расчетов разряда. Эти величины существенным образом зависят от локальных параметров газа и плазмы. В области сильных градиентов параметров, какова зона локализации энерговклада, учет таких зависимостей приводит к снижению адекватности описания картины течения после энерговклада реальному про-



Фиг. 6. Расчет давления (а, б) и плотности (в, г) течения после локального энерго-  
клада

цессу, поэтому для численного расчета выбрана упрощенная модель: на клин 2 набегают плоская ударная волна, фронт которой нормален плоскости симметрии. Поток газа за падающей на тело ударной волной – сверхзвуковой, однородный, параметры потока не зависят от времени. Происходит взаимодействие волны с клином (дифракция), в донной части клина возникает отрывное течение с областью пониженной плотности. В момент времени  $t_0$  ставятся начальные условия для следующего этапа расчета: в поле течения выделяется прямоугольная область в донной части клина (фиг. 5), в которой задается значение повышенного давления; величина давления рассчитывается из предположения локализации всей энергии разряда в данную область. Геометрические размеры области и расстояние ее от клина определяются из экспериментов: область локального энер-



Фиг. 7. Численный расчет течения в канале ударной трубы. Изоповерхности давления после локального энерговыделения

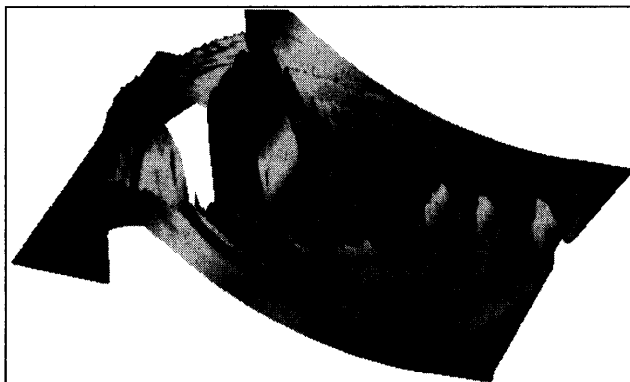
говыведения аппроксимируется прямоугольником, его ширина – ширина светящейся области свечения на полувысоте максимальной интенсивности; длина соответствует длине основания клина.

Повышение давления приводит к мгновенному росту плотности (фиг. 6,  $t = 40$  мкс) и температуры. В результате импульсного локального выделения энергии (самолокализации энерговыделения) в потоке за дифрагировавшей на клине ударной волной в зоне отрыва за клином возникает интенсивная расходящаяся ударная волна (фиг. 7, а). Она воздействует на клин в донной части; это приводит, в частности, к снижению волнового сопротивления модели в потоке. Согласно расчетам, в исследуемых экспериментальных условиях возмущенная область сносится набегающим потоком через 30–50 мкс после локального энерговыделения; восстанавливается зона пониженной плотности (давления) в течении за клином (фиг. 7, б).

Процесс самолокализации может повторно реализоваться при условии инициирования объемного импульсного разряда через соответствующий промежуток времени. Проведено численное моделирование воздействия локализованного энерговыделения в импульсно-периодическом режиме на течение около клина в канале ударной трубы. При импульсно-периодическом воздействии формируется квазистационарная область низкой плотности в донной части течения, в которую происходит самолокализация энерговыделения при поджиге разряда с частотой 40–50 кГц.

На фиг. 8 приведено поле давления в момент четвертого импульса. Расчеты показали, в частности, что при подобном режиме возможно интегральное снижение сопротивления клина в потоке на 30–35%.

**Заключение.** Проведены эксперименты по ионизации (на основе импульсного объемного разряда с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазмен-



Фиг. 8. Изоповерхности давления после частотного энерговклада

ных листов) нестационарного квазидвумерного течения, возникающего при дифракции ударной волны на клиньях в канале ударной трубы. Показано, что при инициировании импульсного объемного разряда длительностью 200 нс в газодинамическом потоке на различных стадиях сложного сверхзвукового течения можно локализовать плазменный поток в заданную область известной конфигурации. Предложен принцип самолокализации импульсного энергоподвода в поток газа и вблизи твердой обтекаемой поверхности за счет контролируемого перераспределения плазменного потока в газодинамическом течении с известным распределением параметров. При этом за время ионизации вводимая в поток энергия в зоне отрыва после дифракции ударной волны (за клином) достигает 0.5 эВ/мол. В результате импульсного локального выделения энергии (самолокализации энерговклада) в зоне отрыва за клином возникает интенсивная ударная волна, воздействующая на обтекаемую модель в донной части.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы РАН "Взаимодействие плазмы с высокоскоростными потоками газа".

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chernyi G.G. The impact of electromagnetic energy addition to air near the flying body on its aerodynamic characteristics (Russian contribution) // AAIA 2<sup>nd</sup> Weakly Ionized Gases Workshop, Norfolk, Virginia, USA, 1998. P. 1–31.
2. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Управление обтеканием различных тел с помощью локализованного подвода энергии в сверхзвуковой набегающий поток // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 5. С. 152–165.
3. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н. и др. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с помощью использования мощного оптического импульсно-периодического разряда // Докл. РАН. 1996. Т. 351. № 3. С. 339–340.
4. Zamuraev V.P., Kalinina A.P., Latypov A.F. Evaluation of the ramjet propulsion at a energy pulse supply // Proc. of XI Int. Conf. Methods Aerophys. Research. Novosibirsk, 2002. Pt 1. P. 227–231.
5. Znamenskaya I.A., Lutsky A.E. Localization of pulse discharge plasma in gas flow // Proc. 4th Workshop On Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications. Moscow, 2002. P. 129–134.
6. Tischenko V.N., Grachev G.N., Smirnov A.L., Zapryagaev V.I., Sobolev A.V. Plasma jet and shock waves initiated by an optical pulsating discharge. The experiment // Proc. 4th Workshop On Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications. Moscow, 2002. P. 60–67.
7. Третьяков П.К., Грачев Г.П., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргона // Докл. РАН, 1994. Т. 336. № 4. С. 466–467.

8. Андреев С.И., Знаменская И.А., Степанец И.В. Ударный слой в воздухе, возбужденном объемным разрядом // Хим. физика. 1993. Т. 12. № 3. С. 392–393.
9. *Znamenskaya I.A.* Method of Pulse energy input into gas flow // ICEFM III // Ed. Anfimov N.A. Korolev, 1997. P. 251–254.
10. Знаменская И.А., Иванов И.Э., Крюков И.А., Кули-Заде Т.А. Импульсный объемный разряд с предыонизацией в двумерном газодинамическом потоке // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. Вып. 6 (12). С. 1199–1206.
11. *Georgievsky P.Yu., Levin V.A.* Unsteady Effects for a Supersonic Flow Past a Pulsing Energy Source of High Power // Proc. XI Int. Conf. Methods Aerophys. Research. Novosibirsk. Pt 2. – Novosibirsk, 1998. Pt 58–64.
12. Карлов Н.В., Кузьмин Г.П., Прохоров А.М. Газоразрядные лазеры с плазменными электродами // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. № 7. С. 1430–1437.
13. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. Электроразрядные эксимерные лазеры. М.: Энергоатомиздат, 1988. 216 с.
14. Попов Н.А. Формирование и развитие лидерного канала в воздухе // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 8. С. 754–765.
15. Иванов И.Э., Крюков И.А. Квазимонотонный метод повышенного порядка для расчета внутренних и струйных течений невязкого газа // Мат. моделирование. 1996. Т. 8. № 6. С. 47–55.

Москва

Поступила в редакцию  
23.III. 2004