

01;03;12

## Экспериментальные и численные исследования сверхзвукового обтекания двугранного угла потоком слабоионизированной плазмы: МГД-управление структурой течения и тепловыми потоками на стенке

© С.В. Бобашев, Ю.П. Головачев, Г.А. Курбатов, Н.П. Менде, В.А. Сахаров, А.С. Чернышев, А.А. Шмидт

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: s.bobashev@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 24 января 2008 г.)

Представлены результаты экспериментальных и численных исследований МГД-воздействий на сверхзвуковой поток слабоионизированной плазмы ксенона около клина. Условия моделирования соответствуют параметрам Большой ударной трубы ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН.

PACS: 52.30.Cv

### Экспериментальная установка для исследования возможности МГД-контроля сверхзвуковых потоков плазмы

В состав Большой ударной трубы (БУТ) входят секция высокого давления и секция низкого давления с внутренним диаметром 100 mm и полной длиной 18 m (рис. 1). В качестве толкающего газа в камере высокого давления использовался водород при максимальном давлении 50 МПа. Трехметровая секция высокого давления оснащена 30 kW резистивным электрическим нагревателем, что обеспечивает нагрев водорода до 750 K. При указанном давлении и температуре энергия газа в камере высокого давления равна приблизительно 4 MJ. Камера низкого давления отделена от камеры высокого давления металлической диафрагмой, зажатой между секциями с помощью гидравлического пресса.

Открытый конец камеры низкого давления присоединен к измерительной секции с внутренним прямоугольным поперечным сечением  $150 \times 75$  mm и длиной 600 mm. Измерительная секция отделена от камеры низкого давления пластиковой диафрагмой. Внутри измерительной секции, в той части, которая присоединена к камере низкого давления, установлено сопло клинообразной формы. Критическое сечение сопла имеет

размеры  $10 \times 75$  mm, угол раствора сопла  $22^\circ$ . Отношение площади поперечного сечения сопла на выходе к площади критического сечения составляет 6 или 10, в зависимости от длины сопла, что соответствует для одноатомных газов числам Маха 4 и 5 соответственно. Выход из измерительной камеры подсоединен к откачиваемому ресиверу объемом  $6 \text{ m}^3$ .

Перед экспериментом все секции БУТ откачивают до давления ниже 0.1 Pa. Затем камера низкого давления заполняется рабочим газом (азот, ксенон или другие) до заданного давления. Непосредственно перед экспериментом камера высокого давления заполняется водородом до рабочего давления, что приводит к разрыву диафрагмы. В результате в камере низкого давления формируется ударная волна, которая распространяется по рабочему газу в направлении измерительной секции. Когда ударная волна отражается от торца секции низкого давления, содержащего вход в сопло, пластиковая диафрагма разрывается. Рабочий газ из области за отраженной ударной волной проходит через сопло, ускоряясь до сверхзвуковых скоростей. Стационарное течение устанавливается спустя 0.3 ms после начала течения и продолжается в течение 1 ms.

Устройство для создания импульсного магнитного поля в рабочей секции состоит из двух магнитных катушек диаметром 320 mm и батареи конденсаторов с максимальной энергией в 0.3 MJ. Катушки расположены коаксиально над и под измерительной секцией на расстоянии 210 mm от ее стенок. Магнитная система включается импульсом, который подается на вакуумный разрядник. Ток импульса равен приблизительно 80 kA и протекает через катушки в течение 4.5 ms, что приводит к созданию магнитного поля между катушками в 1.5 T.

В боковые стенки измерительной секции встроены два стеклянных окна диаметром 190 mm, обеспечивающие возможность визуализации потока. Установка снабжена шпирен-системой, которая может быть преобразована в интерферометр решеточного или поляризационного типов. Окна расположены таким образом, что выход сопла находится в поле зрения шпирен-системы. Сра-

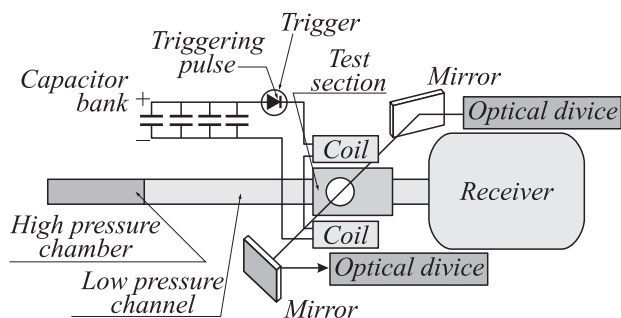


Рис. 1. Схема оборудования Большой ударной трубы.

зу за выходом из сопла начинается область МГД-взаимодействия, где располагается исследуемая модель.

Модель содержит набор электродов, которые подключены к внешней электрической цепи. В качестве источника света в шлирен-системе используется рубиновый лазер, который позволяет делать мгновенные (с выдержкой 30 ns) фотографии потока слабоионизованной плазмы. В дополнение к шлирен-системе установка оборудована высокоскоростной фотокамерой, пьезоэлектрическим датчиком давления и датчиками для фотометрических измерений. Для тепловых измерений используется градиентный датчик теплового потока на основе анизотропного кристалла висмута, который показал высокие быстродействие и помехоустойчивость в экспериментах на ударных трубах при наличии сильных электромагнитных полей.

### МГД-управление сверхзвуковой плазмой ксенона около угла сжатия

Явление отрыва потока встречается практически во всех технологических областях, связанных с газом или жидкостью. В большинстве случаев отрыв потока приводит к нежелательным последствиям, таким как увеличение трения, уменьшение подъемной силы, нестационарные нагрузки, и при сверхзвуковых скоростях приводит к появлению зон с большими тепловыми потоками к поверхности летательного аппарата.

Следует заметить что отрыв потока на сверхзвуковых скоростях тесно связан с взаимодействием ударных волн и пограничного слоя. Взаимодействие ударной волны и пограничного слоя является предметом многих исследований последних сорока лет. Одной из основных целей этих исследований была разработка сверх- и гиперзвуковых воздухозаборников [1]. Существует несколько удобных моделей, позволяющих исследователю изучать подобные взаимодействия экспериментально, используя простые визуализационные методики. Одна из таких моделей — это сверхзвуковое течение около двугранного угла (угла сжатия). Взаимодействие сильной ударной волны с пограничным слоем приводит к отрыву потока вблизи угла сжатия. Разработка механизмов контроля такого взаимодействия и предотвращение отрыва могут помочь выбрать путь для решения проблем проектирования воздухозаборников для широкого диапазона скоростей. В соответствии с идеей AJAX [2] представляется интересным МГД-подход для управления сверхзвуковым потоком слабоионизованного газа.

Экспериментальный раздел работы посвящен исследованиям МГД-воздействия на отрыв потока в угле сжатия [3,4], где появление отрыва связано с градиентом давления в пограничном слое, направленном вверх по потоку, и связанным, в свою очередь, с тем, что ударная волна присоединена к вершине угла сжатия. Течение в рассматриваемой задаче характеризуется развитым пограничным слоем. При экспериментальном моделировании необходимо, чтобы пограничный слой имел достаточную толщину для проявления исследуемых эффектов.

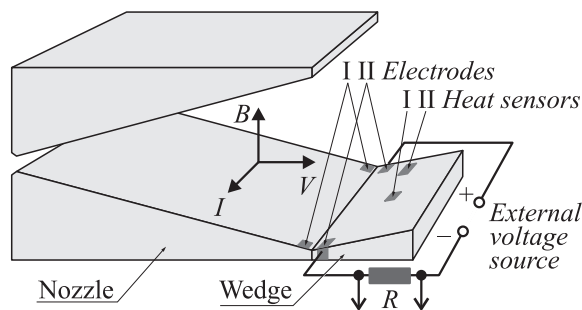


Рис. 2. Рабочий участок измерительной секции Большой ударной трубы.

По этой причине отклоняющая поток пластина (образующая грань угла сжатия) была состыкована с выходной кромкой сопла, с тем чтобы пограничный слой, образовавшийся на стенке сопла, продолжал развиваться на пластине. Схематично модель для исследования течения в двугранном угле сжатия представлена на рис. 2.

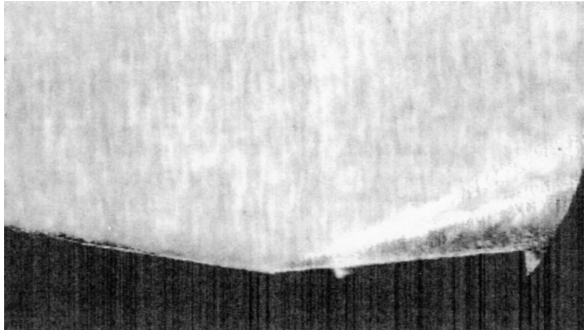
С целью увеличения числа Маха и толщины пограничного слоя эксперименты проводились с длинным соплом с коэффициентом расширения 10, что обеспечивало число Маха равным 5. При данных условиях толщина пограничного слоя на выходе из сопла составляла 5 mm. Пластина, отклоняющая поток, была расположена под углом  $15^\circ$  к нижней стенке сопла, образуя угол сжатия. На рис. 2 показаны расположение латунных электродов и тепловых сенсоров в канале, схема включения тока от внешнего источника, а также ориентация векторов скорости и магнитной индукции. Вблизи вершины угла расположены две пары электродов, встроенные в стенку сопла и в пластину.

Направление электрического тока и вектор магнитной индукции, представленные на рис. 2, соответствуют замедлению потока пондеромоторной силой, что приводит к усилению тенденции к отрыву потока. Можно ожидать, что изменение направления пондеромоторной силы приведет к подавлению отрыва. Для достижения этого эффекта необходимо изменить направление электрического тока.

Параметры плазмы ксенона на входе в сопло были следующими: давление  $\sim 1$  МПа, температура  $\sim 9000$  К, степень ионизации  $\sim 0.02$ , электропроводность плазмы  $\sim 1700$  См/м. Параметры на выходе из сопла определялись из одномерных вычислений, в рамках уравнений газодинамики и баланса энергии [5]. При этом были получены следующие параметры плазмы ксенона на выходе из сопла: давление  $\sim 3$  кПа, температура  $\sim 1600$  К, степень ионизации  $\sim 0.5\%$ , электропроводность плазмы  $\sim 10^2$  См/м, скорость потока  $\sim 1200$  м/с, число Маха 5.

Во время истечения плазмы из сопла замыкается электрическая цепь магнитной системы. Внешний источник электрического тока разряжается в течение 1.5 ms, амплитуда тока — 1000 А.

Сопrotивление плазмы в канале измерялось в стационарном режиме течения. В этом случае среднее



**Рис. 3.** Фотография ударной волны с МГД-воздействием на сверхзвуковое течение плазмы ксенона около угла сжатия.

измеренное значение сопротивления плазмы составило  $\sim 0.4 \Omega$  с максимальным расхождением в измерениях не более чем на 15%. Это значение оставалось постоянным при изменении величины тока от 200 до 700 А.

При МГД-взаимодействии структура течения значительно изменяется. На рис. 3 приведена теневая фотография потока при наличии электрического разряда в присутствии магнитного поля. Изображение ударной волны выглядит раздвоенным в виде двух почти прямолинейных линий. Можно предположить, что поверхность ударной волны искривилась так, что положение прямолинейных образующих ее поверхности следует дугообразным направляющим, кривизна которых увеличивается с удалением от вершины двугранного угла. Если предположение верно, на снимке видны изображения фронта в месте его наибольшего прогиба и в месте контакта ударной волны с защитными стеклами измерительной секции. Как показывают эксперименты, с увеличением числа Стюарта, характеризующего интенсивность МГД-взаимодействия, угол между верхним изображением ударной волны и гранью угла увеличивается, в то время как нижнее изображение приближается к стенке.

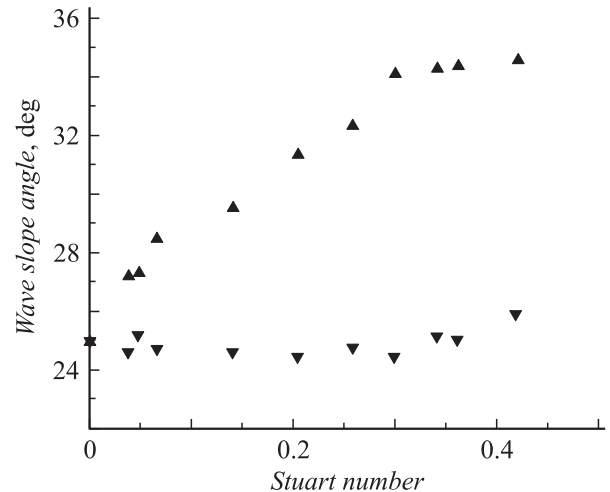
Зависимости углов между изображениями ударной волны и гранью угла от числа Стюарта, определенные по снимкам, показаны на рис. 4. Треугольники, обращенные вершиной вниз, соответствуют нижнему изображению, вершиной вверх — верхнему. Ошибка измерений не превосходит 10%. Можно отметить, что наклон нижнего изображения остается постоянным в пределах ошибки измерений во всем диапазоне изменения числа Стюарта и равен наклону присоединений ударной волны в потоке без МГД-воздействия. В то же время наклон верхнего изображения ударной волны растет с увеличением числа Стюарта.

Такая картина может быть объяснена деформацией ударной волны, показанной на рис. 5, если направление искривления ударной волны угадано правильно. В этом случае нижнее изображение фронта ударной волны на теневой фотографии соответствует центральной части ударной волны, в то время как верхнее соответствует

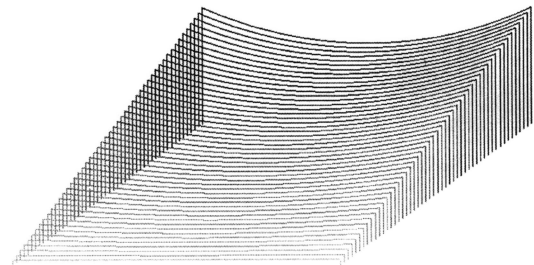
двум боковым линиям контакта ударной волны и окон измерительной секции. При изменении числа Стюарта изменяют местоположение только боковые участки ударной волны.

Если число Стюарта ( $St$ ) больше 0.5, наблюдаются качественные изменения структуры потока, а именно продвижение области отрыва вверх по потоку в область сопла.

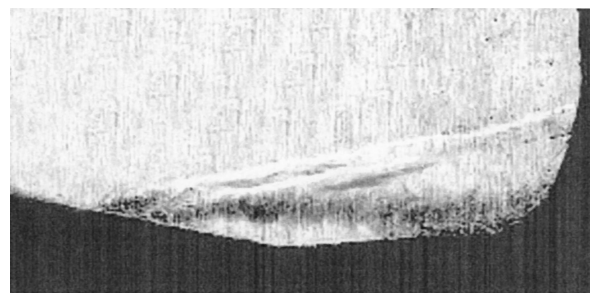
На рис. 6 показана типичная теневая фотография отрыва потока. Ударная волна располагается значительно выше по потоку относительно электродов. Темная размытая линия на фотографии — это линия турбу-



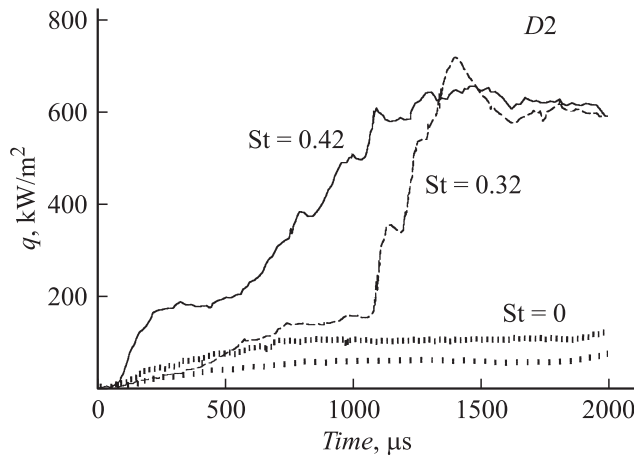
**Рис. 4.** Изменение углов наклона двух изображений ударной волны в зависимости от числа Стюарта.



**Рис. 5.** Предполагаемая форма ударной волны при МГД-взаимодействии.



**Рис. 6.** Отрыв потока при числе Стюарта ( $St$ ) > 0.5.



**Рис. 7.** Изменение теплового потока со временем при различных значениях числа Стюарта.

лентного смешения потока, вытекающего из сопла с низкоскоростным рециркуляционным течением вблизи стенки сопла и грани двугранного угла. Так как сверхзвуковые потоки сопровождаются большим тепловыделением, естественно ожидать существенного изменения теплового потока на поверхности пластины. В ходе экспериментов для различных значений числа Стюарта в двух точках на пластине измерялся тепловой поток. Один из датчиков (I) находился на центральной линии пластины, второй (II) располагался на ее краю (см. рис. 2).

На рис. 7 показаны результаты изменения теплового потока, зафиксированного вторым датчиком при разных числах Стюарта. Видно, что тепловой поток увеличивается с числом Стюарта, и, в отличие от течения без МГД-взаимодействия, не был обнаружен стационарный режим. Сигнал с датчика I оставался практически без изменения во всем диапазоне чисел Стюарта и совпадал с учетом погрешности измерений с графиком для  $St = 0$ . Стоит отметить, что кривая при  $St = 0$  отражает результат осреднения данных нескольких режимов течения, когда ток протекал через плазму, и без тока.

Изменение теплового потока на краю пластины (в отличие от измерений в центре) подтверждает справедливость предложенной гипотетической формы ударной волны.

### Численное моделирование МГД-управления потоком около угла сжатия

МГД-взаимодействие рассматривается в рамках МГД-приближения, когда пренебрегается индуцированным магнитным полем. Достоверность такого предположения следует из следующих неравенств:

$$l_D \ll L, \quad V_0 \ll c, \quad \tau_g = L/V_0 \gg \omega_p^{-1}, \\ Re_m \ll 1,$$

которые верны для рассматриваемых течений. Здесь  $l_D$  — радиус Дебая,  $L$  — масштаб течения,  $V_0$  — масштаб скорости,  $c$  — скорость света,  $\omega_p$  — частота плазмы,  $Re_m$  — магнитное число Рейнольдса.

Исходные уравнения магнитогидродинамики в рамках данного предположения могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \\ \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \text{div} \mathbf{P} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \\ \rho \frac{d(\varepsilon + \frac{V^2}{2})}{dt} = \text{div}(\mathbf{P}\mathbf{V}) + \text{div}(\lambda_e \text{grad } T) + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}.$$

Здесь  $\rho$  — плотность,  $\mathbf{V}$  — скорость плазмы,  $T$  — температура плазмы,  $\mu, \lambda$  — вязкость плазмы и теплопроводность,  $\mathbf{B}$  — магнитная индукция,  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля,  $\mathbf{j}$  — плотность тока,

$$\mathbf{P} = 2\mu_e \dot{S} - \left( p + \frac{2}{3} \mu_e \text{div} \mathbf{V} \right) \mathbf{I} - \overline{u_i u_j}$$

— тензор напряжений,  $\dot{S}$  — тензор скоростей напряжений,  $\varepsilon = c_V T = \frac{1}{\gamma-1} \frac{p}{\rho}$ ,  $E = \varepsilon + \frac{\rho V^2}{2}$  — удельная внутренняя и полная энергии плазмы,  $\mu_e = \mu + \mu_t$ ,  $\lambda_e = \mu c_p / Pr + \mu_t c_p / Pr_t$ ,  $Pr$  — число Прандтля.

В рассмотренной модели турбулентности Спаларта–Аллмараса компоненты тензора турбулентных напряжений имеют вид:

$$-\overline{u_i u_j} = 2\mu_t S_{ij} / \rho,$$

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu},$$

где  $\nu$  — кинематическая вязкость, которая может быть вычислена из [6]:

$$\frac{d\tilde{\nu}}{dt} = G_\nu + \frac{1}{\Sigma} \left[ \nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}) + c_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2 \right] - Y_\nu,$$

здесь  $G_\nu, Y_\nu$  — члены, отвечающие за генерацию и диссипацию турбулентности,  $\Sigma$  и  $c_{b2}$  — постоянные.

На данном этапе исследований предполагается, что вязкость и теплопроводность плазмы зависят только от температуры.

Правые части уравнений сохранения импульса и энергии содержат члены, отвечающие за МГД-взаимодействие: джоулево тепловыделение и пондеромоторную силу.

Исходные уравнения должны быть дополнены законом Ома:

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}),$$

здесь  $\sigma$  — проводимость плазмы.

В рамках модели сила электрического поля может быть определена с помощью коэффициента нагузки

$$k = - \frac{|\mathbf{E}|}{|\mathbf{V} \times \mathbf{B}|} = \text{const} \quad (0 \leq k \leq 1).$$

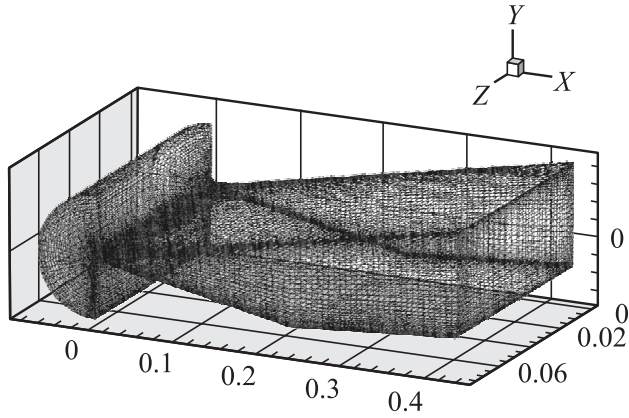


Рис. 8. Расчетная область с сеткой.

При моделировании течения через щелевое сопло параметры за отраженной ударной волной из эксперимента использовались на входной границе расчетной области. В экспериментальных условиях эти параметры были следующими: давление  $p_0 \sim 1$  МПа, температура  $T_0 \sim 9000$  К, степень ионизации  $\alpha_0 \sim 0.02$ , электропроводность плазмы  $\sigma_0 \sim 1700$  См/с. На выходе применялись неотражающие граничные условия и условия прилипания на стенках. Так как в течение эксперимента температура на стенках не изменялась, то это позволило задать в расчетах постоянную температуру на всех поверхностях. Стенки сопла и пластина являются изоляторами (кроме электродов).

Стационарные решения находились методом установления по псевдовремени. Алгоритм основан на неявной схеме сквозного счета, обеспечивающей второй порядок точности по пространственным координатам в областях гладкости газодинамических функций.

Использовалась трехмерная блочно-структурированная сетка со сгущением в областях сильных градиентов газодинамических функций. Пример сетки приведен на рис. 8. Подробное описание МГД-алгоритма приведено в [7].

### Обсуждение результатов

Поскольку течение в области двугранного угла сжатия определяется высокими значениями числа Рейнольдса, одной из проблем является определение влияния турбулентности на параметры МГД-взаимодействия.

Интенсивность МГД-взаимодействия определяется числом Стюарта, в нашем случае  $St \sim 0.3$ .

Модели ламинарного и турбулентного течения рассматриваются при наличии и в отсутствие МГД-взаимодействия. На рис. 9, а представлено распределение числа Маха (на вертикальных плоскостях) и распределение теплового потока (нижняя поверхность сопла и пластина) для ламинарного режима в отсутствие МГД-взаимодействия. Характерная структура потока наблю-

дается при взаимодействии ударной волны и пограничного слоя около вершины угла сжатия. Максимум теплового потока соответствует входу в сопло и окрестности критического сечения. В этих исследованиях анализируется структура потока, в частности влияние МГД-воздействия на форму ударной волны и на тепловой поток.

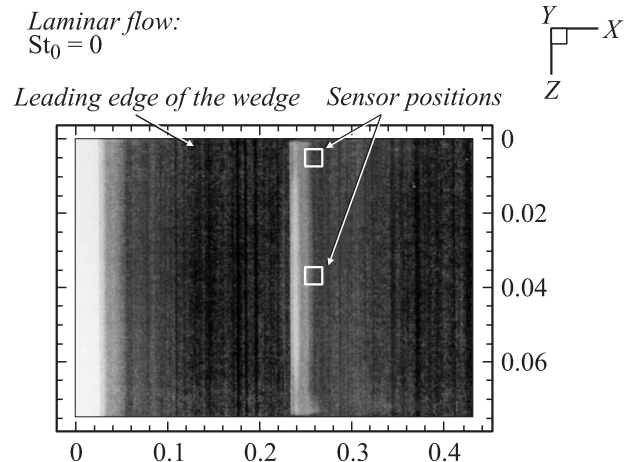
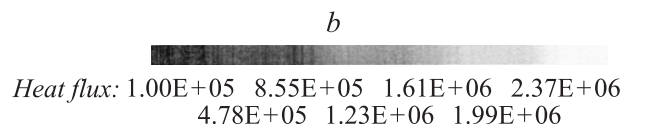
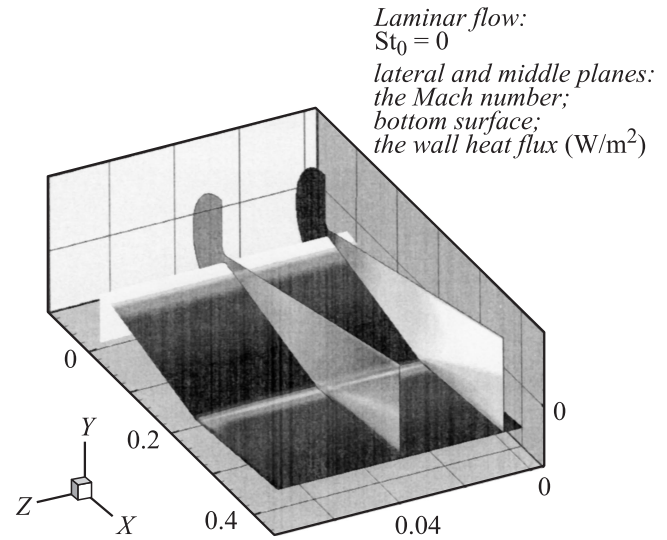
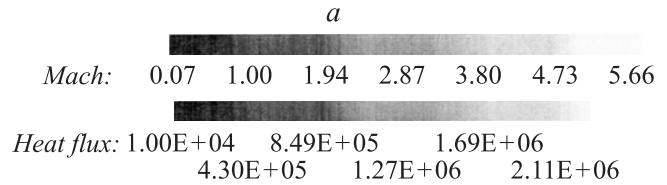


Рис. 9. Распределение числа Маха и теплового потока на нижней стенке канала в плазме ксенона в случае отсутствия МГД-взаимодействия, ламинарный режим.

Тепловой поток к отклоняющей пластине увеличивается сразу за ударной волной. Распределение теплового потока на пластине, как это видно из рис. 9, *b*, не является равномерным в направлении поперек канала. Вблизи боковых стенок вниз по течению тепловой поток превосходит значения в центре пластины.

На рис. 10 показаны распределения тех же величин, что и на 9, *a, b*, в случае МГД-взаимодействия. Электрический разряд между электродами, организованный с использованием внешнего источника, приводит к интенсификации МГД-взаимодействия. Параметры магнитного поля и электрического источника выбирались таким образом, чтобы обеспечить число Стюарта  $\sim 0.3$ . Видно, что МГД-взаимодействие приводит к большей локализации и увеличению тепловой нагрузки на пластине. Влияние поперечной силы и джоулева тепловыделения приводит к торможению потока. При увеличении числа Стюарта ударная волна сдвигается вверх по потоку. Область максимальной тепловой нагрузки расположена вверх по потоку от центрального датчика, это приводит к тому, что его показания мало зависят от наличия или отсутствия МГД-взаимодействия. Следует отметить, что этот факт согласуется с наблюдениями.

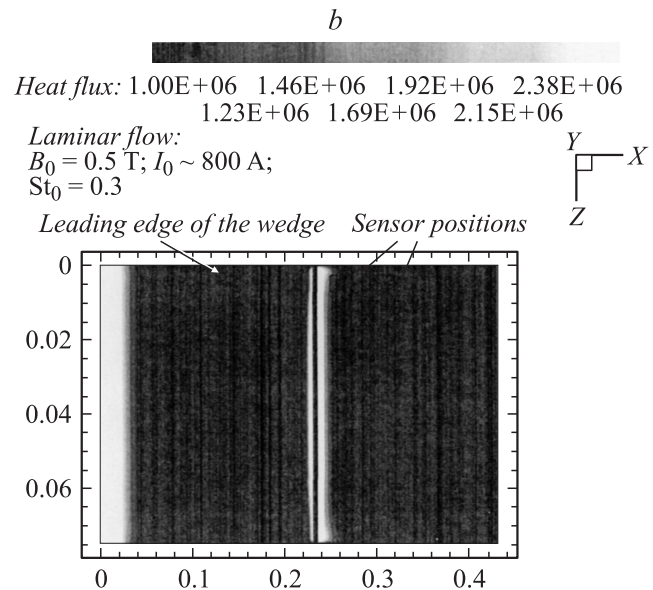
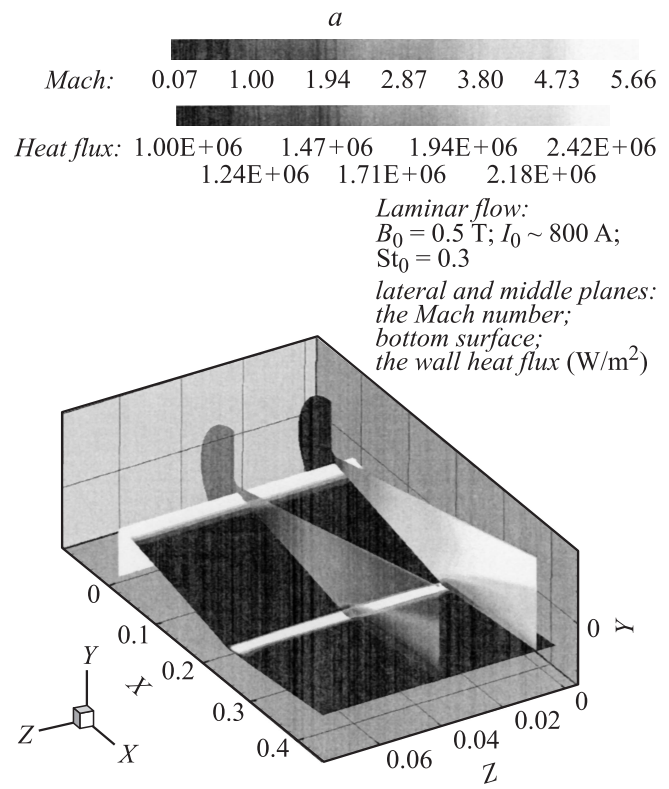
На рис. 11 и 12 представлены результаты расчетов с учетом турбулентности с МГД-взаимодействием и без него. Как можно видеть из рис. 11, *a*, толщина турбулентного пограничного слоя больше, чем толщина ламинарного при  $St = 0$  (см. рис. 9, *a*), эта особенность влияет на взаимодействие ударной волны и пограничного слоя около вершины угла сжатия. Турбулентность усиливает процессы переноса и интенсифицирует тепловой поток на пластине. При наличии турбулентности область больших тепловых нагрузок занимает практически всю пластину. В случае отсутствия МГД-взаимодействия тепловой поток в среднем сечении пластины больше, чем около ее боковых граней (см. рис. 11, *b*).

МГД-взаимодействие приводит к существенному увеличению теплового потока. Как видно из рис. 12, *b*, на краю пластины область высоких тепловых нагрузок распространяется вниз по потоку, при этом значение теплового потока в центре пластины ниже, чем на ее периферии.

Как видно на вертикальных плоскостях (рис. 12, *a*), ударная волна сдвигается вверх по потоку, что может привести к отрыву течения.

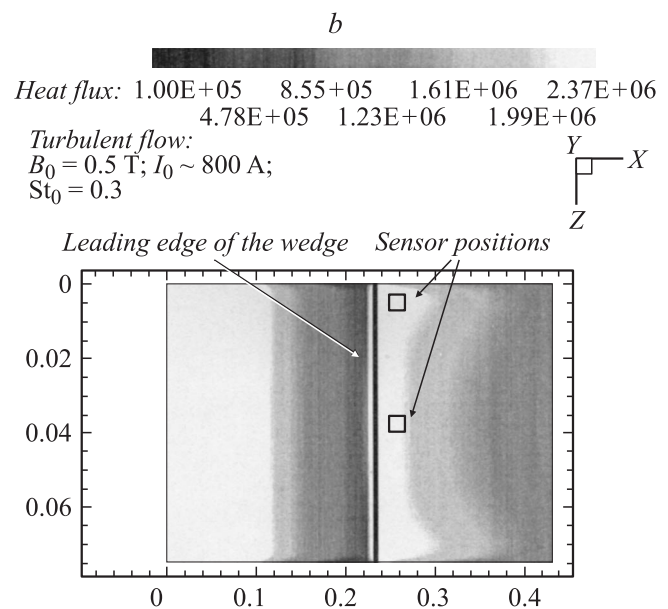
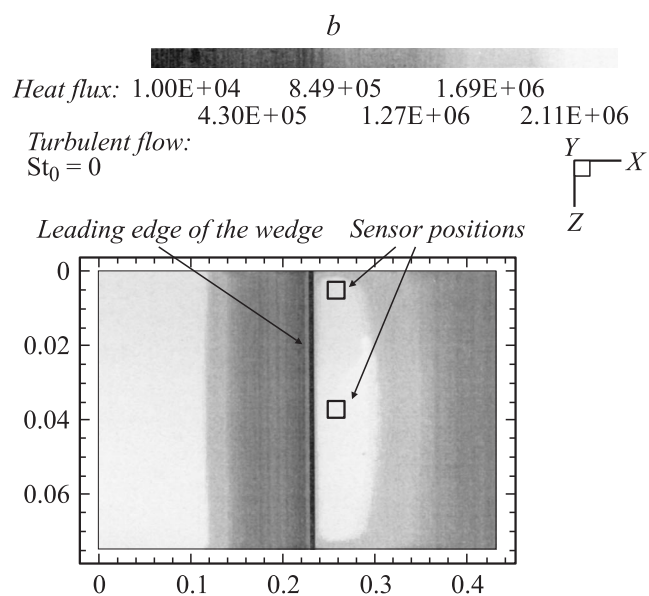
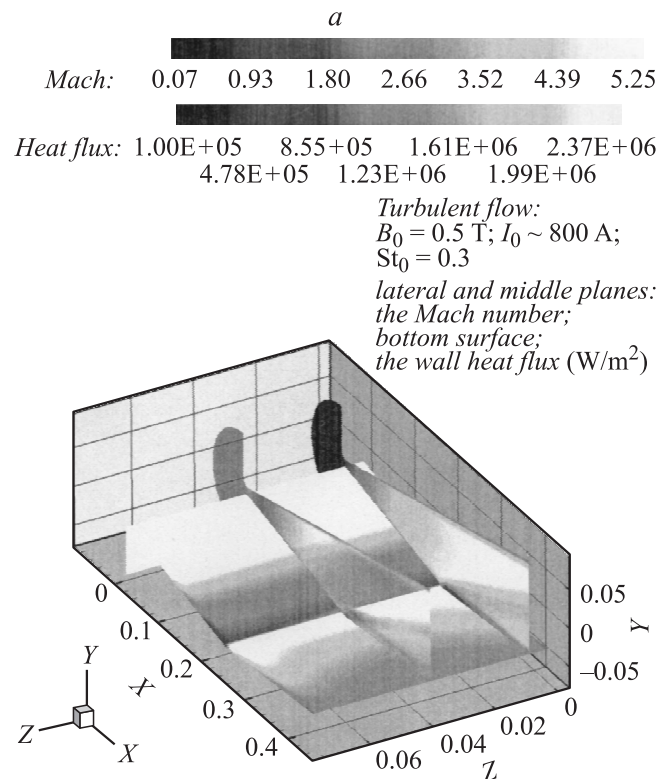
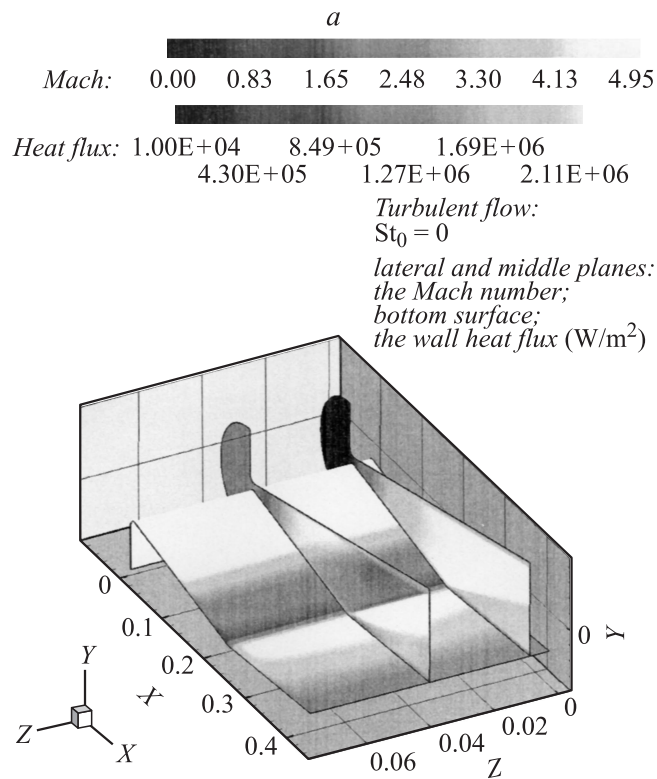
На рис. 13 представлена теневая фотография такого течения (рис. 13, *a*), а на рис. 13, *b* — структура течения, полученная в ходе моделирования (показаны линии тока в средней плоскости при  $St \sim 0.3$ ). Видна область отрывного течения с характерной циркуляционной зоной.

Как уже предполагалось, раздвоение изображения ударной волны может быть связано с ее деформацией. Результаты численного моделирования МГД-влияния на форму ударной волны представлены на рис. 14. На рис. 14, *a, c* показано распределение плотности около боковой грани пластины (оттенки серого) и в центральной плоскости (пунктир), белая линия обозначает



**Рис. 10.** Распределение числа Маха и теплового потока на нижней стенке канала в плазме ксенона в случае МГД-взаимодействия,  $St \sim 0.3$ , ламинарный режим.

положение ударной волны в сечении боковой грани, серая линия — в центральном сечении. Деформация ударной волны хорошо заметна на рис. 14, *b, d*, на котором приведено распределение числа Маха в поперечном сечении, соответствующем продольной координате  $x = 0.26 \text{ m}$ .

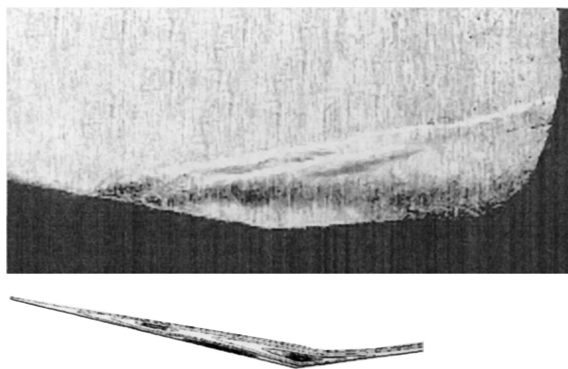


**Рис. 11.** Распределение числа Маха и теплового потока в плазме ксенона в случае отсутствия МГД-взаимодействия, турбулентный режим.

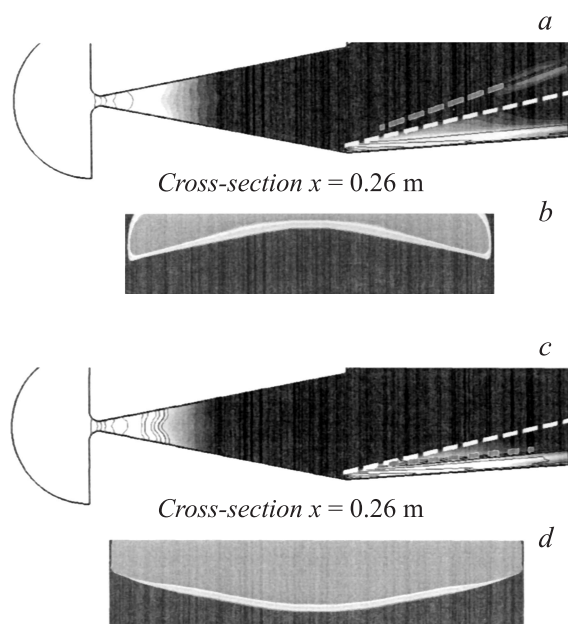
**Рис. 12.** Распределение числа Маха и теплового потока в плазме ксенона в случае МГД-взаимодействия,  $St \sim 0.3$ , турбулентный режим.

На рис. 15 представлены профили теплового потока на отклоняющей пластине для ламинарного и турбулентного течений плазмы ксенона при  $St = 0$  и  $0.3$ . На рис. 15, *a* даны распределения для центрального датчика, на рис. 15, *b* — для датчика у боковой грани.

В условиях МГД-взаимодействия численное моделирование дает тепловой поток, больший, чем было обнаружено в экспериментах. Это может быть объяснено тем, что в выбранной математической модели влияние течения на распределение плотности электрического



**Рис. 13.** Шлирен-фотография ударной волны в двугранном угле при  $St \sim 0.5$  (сверху). Результаты численного моделирования — линии тока в центральной вертикальной плоскости,  $St \sim 0.5$  (внизу).



**Рис. 14.** Деформация ударной волны вследствие МГД-взаимодействия. Замедление потока из-за подеромоторной силы. Положение ударной волны на центральной и боковой плоскостях (белые и серые штриховые линии соответственно).

тока недооценено. При моделировании электрический ток локализуется в тонком канале вблизи пластины, что приводит к сильному тепловому потоку.

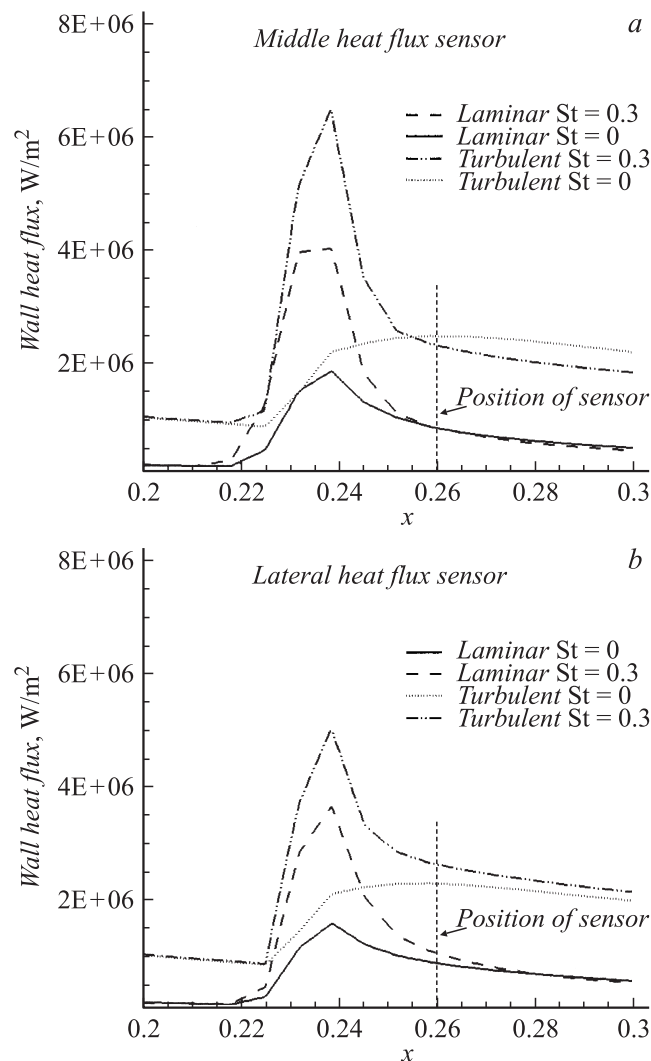
### Заключение

Показано, что исследуемое течение плазмы из щелевого сопла около отклоняющей поток пластины является существенно трехмерным.

Проанализировав результаты, можно сделать вывод о том, что осуществление электрического разряда в поперечном направлении через поток слабоионизован-

ной плазмы позволяет реализовать эффективное МГД-воздействие на поток в области, непосредственно прилегающей к поверхности обтекаемого объекта. Это важно как с точки зрения энергозатрат на осуществление МГД-воздействия, так и при проведении опытов в молекулярных газах с малым временем рекомбинации (например, в воздухе). В опытах с такими газами в лабораторных условиях потребуется дополнительная ионизация непосредственно перед областью МГД-взаимодействия. Эту дополнительную ионизацию может обеспечить электрический разряд через газовый поток.

Проанализирована форма присоединенной ударной волны, возникающей в течении внутри двугранного угла. Выяснено, что пондеромоторная сила при МГД-воздействии на поток слабоионизованной плазмы приводит к деформации ядра течения и искривлению фронта первоначально плоской присоединенной ударной волны. Численное моделирование позволило установить, что направление искривления (знак кривизны) ударной вол-



**Рис. 15.** Профили теплового потока на отклоняющей пластине вдоль линии, на которой расположены центральный (a) и боковой (b) датчики.



ны зависит от направления магнитного поля при неизменном направлении тока, протекающего через поток.

Показано, что возникающая трехмерность потока, вызванная, в частности, протеканием электрического тока через плазму, приводит к перераспределению теплового потока к обтекаемой поверхности пластины со сдвигом его максимумов к боковым ее граням. Следует отметить, что показания датчика, расположенного в центре отклоняющей поток пластины, не зависят от наличия или отсутствия МГД-воздействия на поток.

Проанализированы основные факторы МГД-взаимодействия, и показано, что на развитие исследуемого течения влияют пондеромоторная сила и джоулево тепловыделение.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований президиума РАН П09 „Исследования веществ в экстремальных условиях“, подпрограмма „Фундаментальные проблемы магнитоплазменной гидродинамики“ и гранта МНТЦ № 2009Р.

## Список литературы

- [1] *Thivet F., Knight D.D., Zheltovodov A.A., and Maksimov A.I.* // AIAA. 2001. Vol. 39. N 6. P. 985–995.
- [2] *Fraishtadt V.L., Kuranov A.L., and Sheikin E.G.* // J. Tech. Phys. 1998. Vol. 43. N 11. P. 1309–1313.
- [3] *Bobashev S.V., Mende N.P., Sakharov V.A., and Van Wie D.M.* // 41<sup>st</sup> Aerospace Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, 2003. AIAA 2003–168.
- [4] *Bobashev S.V., Mende N.P., Sakharov V.A., Van Wie D.M.* // 42<sup>nd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, 2004. AIAA-2004-515.
- [5] *Vasil'eva R.V., Genkin A.P., Goryachev V.P.* et al. Low-temperature plasma of inert gases with nonequilibrium ionization and MHD generators. Saint Petersburg: A.F. Ioffe Physico-Technical Institute of RAN, 1991. 206 p.
- [6] *Spalart P., Allmaras S.* A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. Technical Report AIAA-92-0439. 1992.
- [7] *Golovachov Yu.P., Kurakin Yu.A., Van Wie D.M., Schmidt A.A.* // AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf. 32<sup>nd</sup> Weakly Ionized Gases Workshop. Anaheim, CA, 2001. AIAA 2001-2883.