

УДК 532

ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА

Т. А. Коротаева^{*,**}, В. П. Фомичев^{*,**}, М. А. Ядренкин^{*}

* Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

** Новосибирский государственный технический университет,
630073 Новосибирск, Россия

E-mails: korta@itam.nsc.ru, fomichev@itam.nsc.ru, yadrenkin@itam.nsc.ru

Представлены результаты экспериментального и численного исследования магнитогидродинамического (МГД) способа управления гиперзвуковым ($M = 6$) потоком воздуха, обтекающим спускаемый аппарат типичной конфигурации. Эксперименты проведены на МГД-стенде, созданном на базе ударной трубы. Ионизация потока перед телом осуществлялась с помощью электрического разряда во внешнем магнитном поле с индукцией $B = 0,80 \div 1,58$ Тл. Численное моделирование для условий, соответствующих условиям эксперимента, проведено с использованием стационарных уравнений Навье — Стокса, осредненных по Рейнольдсу. Область МГД-взаимодействия моделировалась путем выделения зоны перед затупленной частью модели с заданными источниками силы и тепла. Показано, что в результате сильного МГД-взаимодействия головной скачок отодвигается от поверхности модели и интенсивность теплового потока к телу уменьшается при значении числа Стюарта $S = 0,1 \div 0,3$.

Ключевые слова: магнитогидродинамическое взаимодействие, гиперзвуковой поток воздуха, затупленное тело, электрический разряд, магнитное поле.

DOI: 10.15372/PMTF20200202

Введение. Проблема эффективной тепловой защиты спускаемых аппаратов является одной из важнейших при разработке транспортных космических систем. На больших высотах вследствие малой плотности воздуха скорость полета спускаемого аппарата меняется незначительно. При этом скачки уплотнения располагаются вблизи поверхности аппарата, обуславливая образование интенсивных тепловых потоков к ней. Применение технологий, основанных на магнитогидродинамическом (МГД) воздействии на поток, является одним из способов изменения суммарных аэродинамических характеристик и тепловой нагрузки на поверхность высокоскоростного летательного аппарата в верхних слоях атмосферы (на высоте $70 \div 30$ км).

Работа частично выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 гг. (коды проектов 0323-2018-0006, 0323-2018-0011), а также в рамках проекта Российского научного фонда (код проекта 17-19-01375).

© Коротаева Т. А., Фомичев В. П., Ядренкин М. А., 2020

Различные аспекты проблемы управления обтеканием спускаемых аппаратов с помощью МГД-методов рассматриваются в теоретических работах начиная с 50-х гг. XX в. В работах [1, 2] исследована возможность использования этих методов для увеличения сопротивления и уменьшения интенсивности тепловых потоков к поверхности тел, движущихся с гиперзвуковыми скоростями. Приведены теоретические оценки высотно-скоростных условий реализации сильного МГД-взаимодействия. В работе [3] отмечается, что при гиперзвуковом обтекании затупленного тела идеальным газом при наличии мощного источника магнитного поля внутри аппарата можно полностью изолировать тело от обтекающего его потока плазмы и как следствие исключить теплообмен между обтекаемой поверхностью и набегающим потоком.

Исследованию влияния магнитного поля на обтекание затупленных тел и процессы теплообмена в пограничном слое посвящены теоретические работы [4–7]. Результаты расчетов позволяют предположить, что сильное МГД-взаимодействие приведет к отходу ударной волны от головной части обтекаемого тела, а также к уменьшению теплопередачи и поверхностного трения. Так, в работе [8] представлены результаты теоретических исследований управления полетом высокоскоростного аппарата с использованием источника магнитного поля в его головной части. Показано, что полет возвращаемого аппарата (на высоте более 30 км со скоростью более 6 км/с) происходит в условиях, при которых возможно МГД-управление. В работе [9] численно показано значительное МГД-влияние на смещение головной ударной волны при обтекании затупленного конуса, а также существенное уменьшение трения и тепловых потоков к его поверхности, особенно вблизи критической точки.

В ряде расчетных работ исследовалась проблема применения МГД-систем на реальных возвращаемых аппаратах. Главной задачей работы [10], посвященной численному моделированию управления обтеканием орбитального возвращаемого экспериментального аппарата OREX с помощью МГД-системы, находящейся на борту, являлось уменьшение тепловых нагрузок на обшивку аппарата, входящего в верхние слои атмосферы Земли с гиперзвуковой скоростью. Использовались параметры набегающего потока и температура нагрева обшивки, полученные в ходе реального летного эксперимента “OREX” в соответствии с траекторией спуска аппарата. Показано, что при генерации умеренных магнитных полей с индукцией $B \leq 0,5$ Тл интенсивность теплового потока в критической точке можно уменьшить приблизительно на 15 %, а суммарный аэродинамический нагрев — до 40 % в зависимости от высоты полета аппарата. В работе [11] рассчитаны массогабаритные характеристики МГД-системы тепловой защиты сферической капсулы радиусом 1 м с использованием кольцевых сверхпроводящих магнитов. Вычислена эффективность МГД-системы при различных параметрах набегающего потока и конфигурациях системы. В работе [12] представлены результаты моделирования МГД-торможения возвращаемой капсулы “Stardust” для различных модификаций магнитной системы. Расчеты проводились для режимов спуска в диапазоне высот $81 \div 51$ км и значений числа Маха $M = 42 \div 25$. Показано, что интенсивность теплового потока к поверхности аппарата в его критической точке можно уменьшить в 2–3 раза при увеличении полного аэродинамического сопротивления тела почти на порядок. Согласно численным оценкам практически полное торможение потока в ударном слое наблюдается при значениях магнитной индукции $B \approx 0,15$ Тл. Это вызывает появление возвратного течения вверх по потоку. В свою очередь, возникновение возвратного течения приводит к значительному уменьшению интенсивности теплового потока к стенке в зоне вихря. В работе [13] исследовано электродинамическое торможение возвращаемой капсулы “Hayabusa”, спускаемой в атмосферу. Полученное значение электродинамической силы достаточно для эффективного торможения тела в атмосфере. При значении магнитной индукции $B = 1$ Тл полное сопротивление тела увеличивается на

5 %, а тепловой поток уменьшается на 15 %. Можно предположить, что данные эффекты наблюдаются при электродинамическом торможении возвращаемых аппаратов в верхних слоях атмосферы и усиливаются в более плотных слоях атмосферы.

Работ, посвященных экспериментальному исследованию рассмотренных эффектов, крайне мало, что обусловлено техническими трудностями проведения эксперимента. При моделировании рассматриваемых явлений в аэродинамических установках трудно реализовать параметры потока, при которых происходит термическая ионизация газа за скачком уплотнения. В условиях эксперимента с более низкой, чем в натуральных условиях, энтальпией потока используются искусственные источники ионизации газа, например высоковольтные электрические разряды. Несмотря на то что при использовании разряда ионизация в естественных условиях не достигается, а плазма разряда является неравновесной, можно предположить, что результат силового воздействия на структуру обтекания модели спускаемого аппарата в условиях моделируемого МГД-взаимодействия близок к результату, полученному в натуральных условиях.

Впервые интенсивности тепловых потоков в критической точке экспериментально измерены при обтекании тела ионизированной аргоновой плазмой ($M = 3$) в работе [14]. В [15] представлены результаты исследования влияния магнитного поля на ударно-волновую структуру при сверхзвуковом обтекании конуса потоком азота и на тепловой поток к поверхности модели (конус — цилиндр). Ионизация газа осуществлялась с помощью электрического разряда, индукция магнитного поля составила $B = 0,5$ Тл. Экспериментально установлено, что при увеличении силы тока разряда и индукции магнитного поля тепловая нагрузка на модель уменьшается. Измерение интенсивности теплового потока проводилось с помощью теплового датчика.

В работах [12, 16, 17] магнитное поле создавалось коротким соленоидом, расположенным внутри модели. Электроды, замыкающие индуцированный ток, возникший вследствие торможения ионизированного потока в магнитном поле, расположены на поверхности модели. Учитывался термический механизм ионизации, возникающей при торможении потока воздуха. В результате МГД-торможения перед телом образовывался отошедший скачок уплотнения. При экспериментальном моделировании процесса МГД-взаимодействия, происходящего на пластине, с аналогичными расположением векторов скорости набегающего потока, магнитного поля, электродов на поверхности модели и направлением электрического тока в [18] рассматривались образование и динамика отошедшей ударной волны при ионизации, поддерживаемой электрическим разрядом. Сравнение результатов работ [17, 18] показало идентичность ударно-волновых картин течения. Поэтому можно предположить, что способ термической ионизации газа не является существенным фактором.

Постановка задачи для расчетно-экспериментального исследования. В настоящей работе представлены результаты расчетно-экспериментального исследования МГД-способа управления гиперзвуковым потоком воздуха, обтекающим затупленное тело, конфигурация которого характерна для спускаемого аппарата. На рис. 1 показаны схемы эксперимента и задачи для численного моделирования. Рассмотрено гиперзвуковое обтекание воздуха при значениях числа Маха $M = 6$, статического давления $1300 \div 1600$ Па, плотности газа приблизительно $0,02$ кг/м³, температуры газа 270 К, скорости потока порядка 2000 м/с.

Экспериментальное и численное моделирование проводилось при одинаковых значениях параметров набегающего потока и геометрии модели: поток воздуха натекает на модель в условиях, соответствующих условиям на высоте $28 \div 30$ км. Направления потока, магнитного поля и тока ионизирующего электрического разряда между двумя электродами, размещенными на поверхности модели, ортогональны (см. рис. 1, а). Область

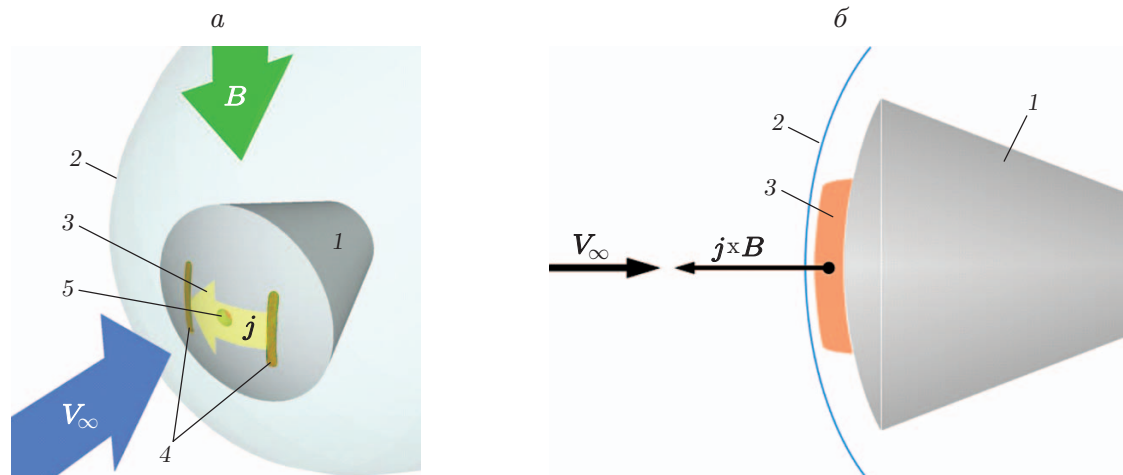


Рис. 1. Схема задачи:

a — эксперимент, *б* — численное моделирование; 1 — модель, 2 — ударная волна, 3 — область ионизации, 4 — электроды, 5 — датчик давления

МГД-взаимодействия сформирована таким образом, что перед затупленной частью модели возникала тормозящая сила $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, направленная навстречу набегающему потоку.

Необходимая для эффективного МГД-взаимодействия ионизация потока зависит от силы наведенного тока и магнитной индукции, которые входят в определение параметра гидромагнитного взаимодействия или числа Стюарта

$$S = \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B} l}{\rho_{\infty} v_{\infty}^2}. \quad (1)$$

Число Стюарта характеризует отношение электромагнитных сил к инерционным силам потока. Таким образом, если моделирование проводится с использованием этого параметра, то способ ионизации и создания наведенного тока не является определяющим. В настоящей работе число Стюарта выбрано в качестве критерия, определяющего эффективность МГД-взаимодействия при экспериментальных и численных исследованиях.

За головным скачком уплотнения статическое давление увеличивалось в среднем до значения, приблизительно равного 53 330 Па. При этих условиях электрический разряд, ионизирующий поток, следует характеризовать как дуговой разряд с преимущественно термической ионизацией воздуха. Характерное значение температуры газа в центре дугового разряда приблизительно равно 8 000 К. Однако в настоящей работе при экспериментальном моделировании МГД-взаимодействия в потоке перед затупленным телом температура потока не являлась определяющей при оценке проводимости. Электрические характеристики в потоке (плотность тока и проводимость) оценивались по значениям силы тока и напряжения разряда, которые измерялись в каждом эксперименте. Это позволяло оценить значение сопротивления плазменного образования и соответствующее этому сопротивлению эффективное значение проводимости при определении размеров области протекания тока с помощью фотографий разряда. Это эффективное значение плотности тока является определяющим для параметра гидромагнитного взаимодействия при постоянной магнитной индукции и условиях набегающего потока (1).

При численном моделировании обтекания тела область МГД-взаимодействия моделировалась зоной с заданными в ней источниками силы или силы и энергии (зона перед затуплением с приложенной силой $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ на рис. 1,б). Число Стюарта, определенное на основе экспериментальных данных, использовалось для задания членов, определяющих

МГД-силу в уравнении импульсов и удельную мощность в уравнении энергии. Запишем уравнения сохранения количества движения и энергии в виде [19]

$$\rho\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v}\right) = -\nabla p + \mathbf{F} + \frac{\partial \tau_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_z}{\partial z},$$

$$\rho\left(\frac{\partial H}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)H\right) = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{F}\mathbf{v} + \operatorname{div} \mathbf{q} + \frac{\partial \tau_x}{\partial x} \mathbf{v} + \frac{\partial \tau_y}{\partial y} \mathbf{v} + \frac{\partial \tau_z}{\partial z} \mathbf{v} + \frac{j'^2}{\sigma},$$

где электромагнитную силу \mathbf{F} в предположении электрической нейтральности газа можно представить в виде $\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ и определить с использованием формулы (1), с учетом числа Стюарта и характерного размера области МГД-взаимодействия, полученных в эксперименте. Уравнение энергии включало мощность, определяемую электромагнитной силой $\mathbf{F}\mathbf{v}$, и джоулев нагрев j'^2/σ . Значения плотности тока и проводимости были получены в эксперименте, что позволяло не рассматривать при численном моделировании уравнение закона Ома для определения плотности тока и уравнение Саха для определения проводимости.

Значение магнитного числа Рейнольдса, определенное по скорости набегающего потока, эффективному значению проводимости и размеру проводящей области потока вдоль маршевой координаты, было много меньше единицы ($Re_m \approx 0,01$), что позволило считать магнитное поле постоянным и не рассматривать уравнения Максвелла.

Техника и методика эксперимента. Экспериментальное исследование обтекания модели спускаемого аппарата проводилось в лаборатории высокоскоростных процессов Института теоретической и прикладной механики СО РАН на магнитогидродинамическом стенде УТ-4М [20], позволяющем моделировать натурные условия полета в различных газах в широком диапазоне значений параметров. При использовании воздуха экспериментальный стенд позволяет моделировать натурные параметры гиперзвукового полета в атмосфере Земли, характерные для высот $20 \div 50$ км над уровнем моря при значениях числа Маха потока $M = 6 \div 12$. МГД-стенд представляет собой импульсную аэродинамическую установку, построенную на базе ударной трубы, с истечением газа через сопло Лавала в камеру Эйфеля. Рабочий газ (гелий) в камере высокого давления подогревается с помощью электродугового разряда батареи конденсаторов. Использование ударной трубы позволяет поддерживать за отраженной ударной волной практически постоянные значения параметров рабочего газа на входе в сопло в течение $1,5 \div 2,5$ мс. В результате газ находится в рабочей камере в течение $1 \div 2$ мс, что достаточно для установления режима квазистационарного обтекания модели и МГД-взаимодействия в течение $100 \div 500$ мкс. Рабочая часть камеры Эйфеля имеет размеры $200 \times 140 \times 240$ мм, диаметр сопла равен 105 мм. Для исследования задач магнитоплазменной аэродинамики на стенде можно создать внешние магнитные и электрические поля в зоне взаимодействия, а также использовать различные устройства для ионизации газа. Рабочая камера расположена внутри компактного электромагнита постоянного тока, который может генерировать магнитное поле с индукцией $B \leq 2,5$ Тл.

Моделирование МГД-взаимодействия вблизи поверхности модели спускаемого аппарата на аэродинамической установке проводилось с использованием импульсного электрического разряда между двумя электродами на поверхности головной части модели (см. рис. 1,а). Длительность импульса разряда составляла 120 мкс, сила тока — до 200 А. В экспериментах фиксировались значения физических величин, позволяющих получить поток газа на срезе сопла с необходимыми параметрами. При использовании однонаправленного импульса тока для ионизации наблюдалось также торможение потока в магнитном поле в условиях данного эксперимента.

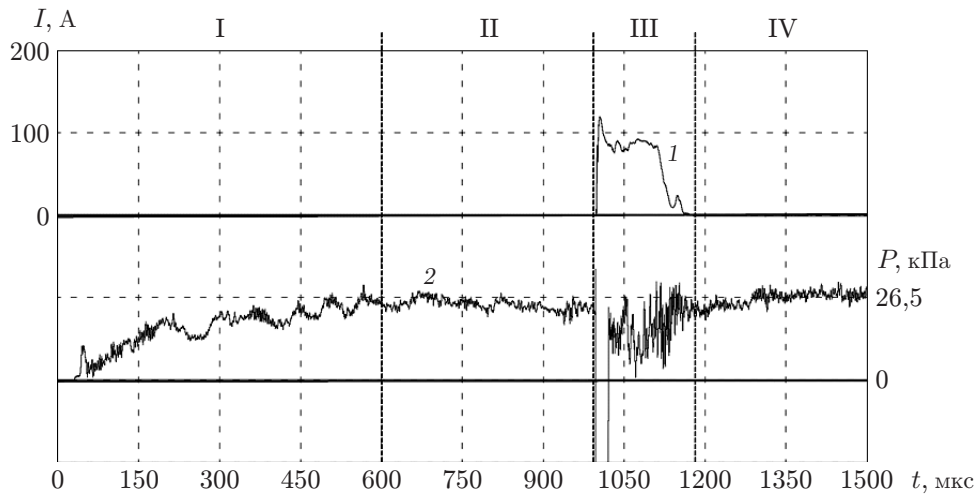


Рис. 2. Зависимости силы тока разряда (1) и давления (2) от времени:
 I — стадия установления течения на модели, II — область квазистационарного течения,
 III — область МГД-взаимодействия, IV — область восстановления течения после МГД-взаимодействия

Визуализация течения ионизированного газа вблизи модели осуществлялась с помощью оптической шпирен-системы и высокоскоростной камеры с частотой 80 кГц при времени экспозиции 1 мкс. Использовалась оптическая схема с адаптивным визуализирующим транспарантом из фотохромного стекла в качестве ножа Фуко. Эта схема позволила одновременно регистрировать волновую картину потока перед моделью в зеленом свете лазера и излучение плазменной части потока в области МГД-взаимодействия. По фотографиям определялись размеры ионизированной области вдоль магнитного поля и в направлении движения, что позволяло оценить плотность тока разряда и проводимость.

Давление торможения на модели в критической точке измерялось с помощью высокочастотного пьезоэлектрического датчика.

Результаты экспериментов. Использование высокочастотного пьезоэлектрического датчика позволило выявить основные стадии развития процесса. На рис. 2 показана типичная осциллограмма давления, на которой видны основные стадии процесса: установление течения вблизи модели, выход установки на расчетный квазистационарный режим и момент инициирования в магнитном поле электрического разряда, приводящего к уменьшению давления газа в окрестности критической точки в результате МГД-взаимодействия на модели.

На рис. 3 приведены шпирен-фотографии воздействия плазмы газового разряда на структуру течения вблизи передней части затупленного тела в отсутствие магнитного поля и при наличии магнитного поля различной интенсивности. На рис. 3,а показано обтекание модели в потоке через 50 мкс после включения электрического разряда (см. рис. 2). Видно, что в отсутствие магнитного поля под действием высокоскоростного потока воздуха за головным скачком ионизованная область сносится вниз по потоку. Значительного влияния разряда на головной скачок уплотнения не наблюдается.

В условиях слабого МГД-взаимодействия при $B = 0,27$ Тл в течение первых 12,5 мкс наблюдалось движение ионизованной области навстречу потоку на расстоянии $5 \div 6$ мм от поверхности под действием электромагнитной силы, что привело к кратковременному локальному изменению формы головного скачка. Под действием потока область разряда двигалась в радиальном направлении к периферии ($12,5 \div 37,5$ мкс). На рис. 3,б показано устойчивое положение разряда за пределами головной части модели через $37,5 \div 50,0$ мкс.

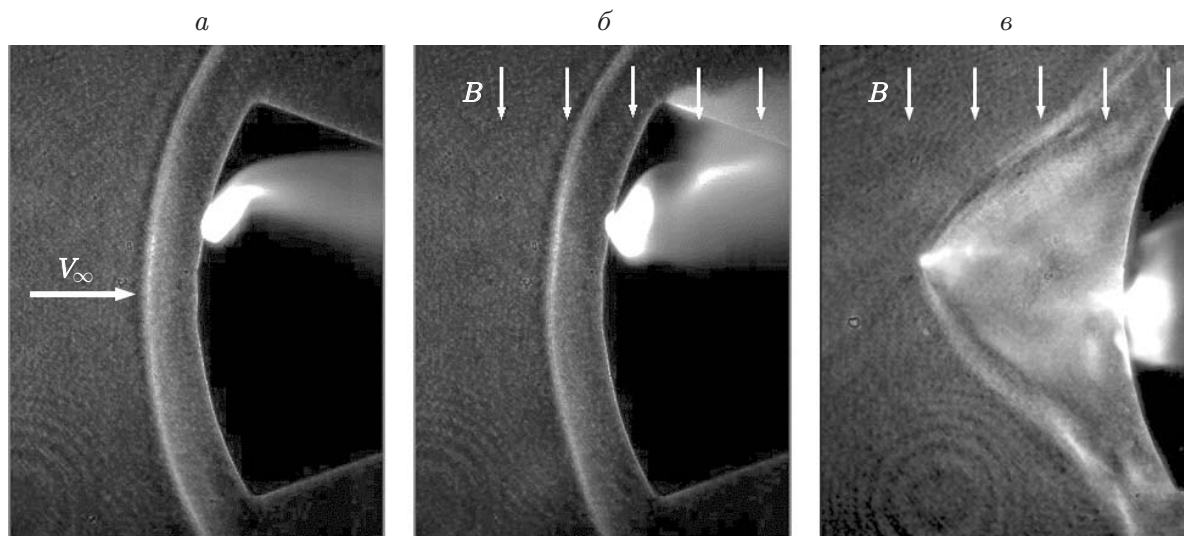


Рис. 3. Ударно-волновая структура течения вблизи затупленного тела при ионизации гиперзвукового потока воздуха высоковольтным импульсным разрядом ($M = 6$) в отсутствие (а) и при наличии (б, в) магнитного поля различной интенсивности:

б — $B = 0,27$ Тл, в — $B = 1,58$ Тл

При значении индукции магнитного поля $B > 1$ Тл (см. рис. 3,в) разряд с большой плотностью тока движется навстречу воздушному потоку со скоростью, приблизительно равной 1000 м/с. Область разряда расширяется, разряд приобретает диффузный вид, значительно уменьшается плотность тока разряда, что приводит к стабилизации области взаимодействия перед телом и расширению области взаимодействия разряда с набегающим потоком. На рис. 3,в видно, что головной скачок уплотнения смещается от поверхности модели на расстояние 24 мм в окрестности критической точки.

Результаты численного моделирования. Численное моделирование проводилось с использованием пакета программ ANSYS FLUENT. Задача решалась в стационарной осесимметричной постановке с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса, дополненных SST- $(k-\omega)$ -моделью турбулентности. Расчетная сетка строилась с помощью сеточного генератора ANSYS ICEM CFD и включала приблизительно 200 000 прямоугольных ячеек со сгущением в области пограничного слоя. В расчетной области были выделены следующие две зоны: 1) зона с определенными свойствами воздуха; 2) зона с распределенными источниками силы и (или) энергии. Зона с подводом энергии или силы располагалась перед затупленной частью тела и была либо тонкой, распределенной практически по всему затуплению, либо локализованной, как в эксперименте.

В качестве граничных условий на внешней границе расчетной области задавались статическое давление, число Маха и статическая температура. На поверхности модели использовалось граничное условие прилипания с заданной температурой стенки $T_w = 300$ К. На выходной границе области решения и оси симметрии использовались стандартные для этих типов границ условия. Для получения численного решения использовалась неявная схема Роу второго порядка точности. Рассматривался совершенный газ (воздух), теплоемкость C_p полагалась постоянной, вязкость подчинялась закону Сазерленда.

Газодинамические параметры потока, параметр гидромагнитного взаимодействия, значения проводимости и плотности тока определялись на основе экспериментальных данных. Число Стюарта менялось в диапазоне $S = 0,1 \div 0,3$. Источниковые члены для урав-

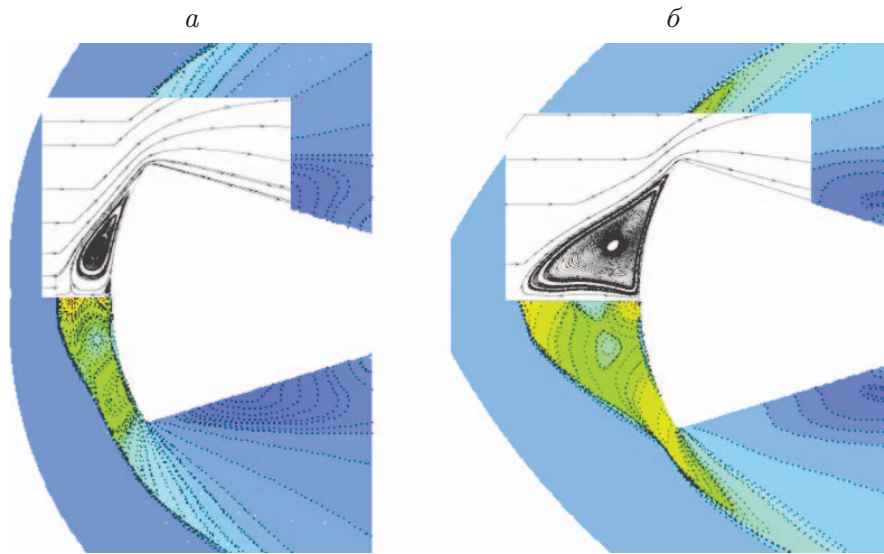


Рис. 4. Результаты экспериментальной и численной визуализации течения при $S = 0,3$:

a — расчет при наличии только источника силы, *б* — расчет при наличии источника силы и тепла

нений сохранения количества движения и энергии для указанных выше параметров набегающего потока при $S = 0,1$ равны $0,8 \text{ Н/см}^3$, 500 Вт/см^3 соответственно.

На рис. 4 показаны линии тока и поля давления в области МГД-взаимодействия. Отчетливо видна вихревая зона, возникающая при обтекании затупленной части модели. Также видно, что при учете только силового воздействия на поток эта зона существенно меньше (см. рис. 4, *a*). При включении источников силы и энергии получаемая при численном моделировании картина течения меняется, область рециркуляционного движения увеличивается (см. рис. 4, *б*). Давление на затупленной части тела в зонах рециркуляции уменьшается. Падение давления зависит от значения числа Стюарта и составляет приблизительно 30 % при $S = 0,2$. При этом ударно-волновая структура обтекания качественно согласуется с экспериментальной.

На рис. 5 показано распределение интенсивности теплового потока вдоль образующей тела вращения. Видно, что при наличии области перед затупленной частью тела с действующими в ней силовыми и тепловыми источниками интенсивность тепловых потоков существенно уменьшается. При этом с увеличением числа Стюарта влияние магнитного поля увеличивается лишь вблизи точки торможения модели.

Полученный результат согласуется с результатами работы [12], в которой показано, что при определенных режимах тепловой поток к поверхности аппарата в критической точке можно уменьшить в 2–3 раза. В настоящей работе наблюдается практически полное торможение потока, что приводит к появлению вблизи оси симметрии завихренного течения и уменьшению интенсивности теплового потока к стенке в зоне вихря.

На рис. 6 показаны линии тока и изолинии давления, полученные при численном моделировании, а также результаты шпирен-визуализации течения. Положение и размер области МГД-взаимодействия можно оценить по положению жирной линии поверх изолиний давления. Как и в случае, показанном на рис. 4, видно, что перед затуплением образуются зоны рециркуляционного движения воздуха и существенно изменяется ударно-волновая структура течения. Это свидетельствует о качественном согласовании результатов расчета и эксперимента. Сравнение результатов экспериментальных и численных исследований

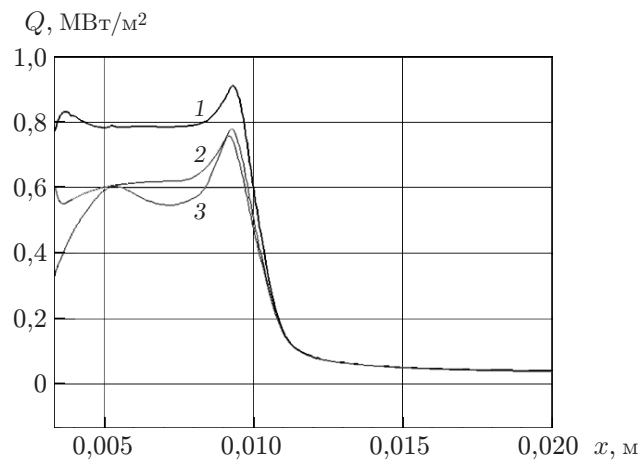


Рис. 5. Распределение интенсивности теплового потока вдоль образующей модели при обтекании модели однородным потоком (1) и при обтекании потоком при наличии источников силы ($S = 0,1$) (2) и энергии ($S = 0,2$) (3)

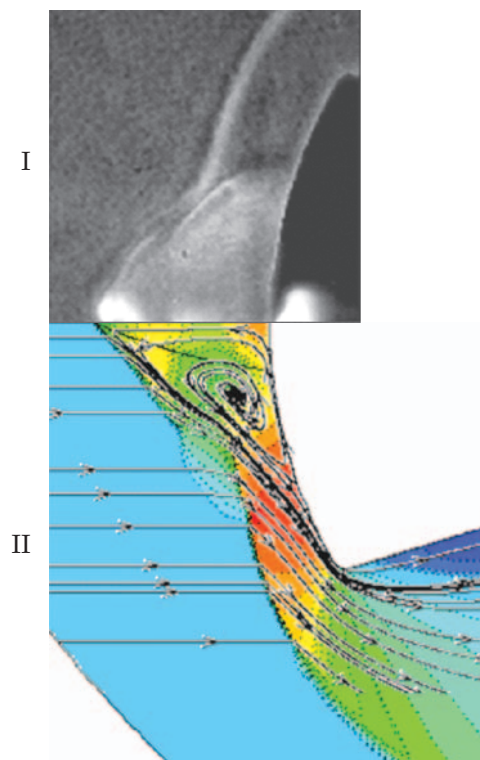


Рис. 6. Результаты экспериментальной (I) и численной (II) визуализации течения при $S = 0,2$

показывает, что локализация области МГД-взаимодействия перед головной частью модели не оказывает существенного влияния на характер обтекания модели. В расчетах рассматривалась зона вблизи модели с заданными источниками силы и энергии, локализованная, как в эксперименте, либо тонкая, занимающая практически всю затупленную часть тела. В обоих случаях наблюдается возникновение вихревых зон, уменьшение давления в критической точке и уменьшение теплового потока.

Заключение. Результаты проведенных экспериментов показывают, что при ионизации потока воздуха электрическим разрядом в магнитном поле с индукцией $B > 0,8$ Тл происходит устойчивое смещение головного скачка от поверхности модели.

Результаты численного моделирования задачи в постановке, соответствующей условиям экспериментов, свидетельствуют о возможности значительного уменьшения тепловой нагрузки на поверхность затупления модели при формировании области МГД-взаимодействия перед ней. Сравнение результатов численного моделирования и экспериментальных данных показывает, что они качественно согласуются.

Результаты проведенных экспериментов и расчетов позволяют утверждать, что с использованием МГД-метода можно управлять ударно-волновой структурой высокоскоростного потока воздуха перед затупленным телом при внешней ионизации потока в магнитном поле с одновременным уменьшением тепловых нагрузок на поверхность аппарата. Показано, что существенное изменение структуры потока наблюдается при значениях числа Стюарта $S = 0,1 \div 0,3$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Rosa R. J.** Engineering magneto-hydrodynamics: Ph. D. Thesis. Ithaca: Cornell Univ., 1956.
2. **Resler E. L., Sears W. R.** The prospects for magneto-aerodynamics // J. Aeronaut. Sci. 1958. V. 25. P. 235–258.
3. **Жигулев В. Н.** О явлении магнитного “отжатия” потока проводящей среды // Докл. АН СССР. 1959. Т. 126, № 3. С. 121–123.
4. **Bush W. B.** The stagnation-point boundary layer in the presence of an applied magnetic field // J. Aerospace Sci. 1961. V. 28, N 8. P. 610–611.
5. **Kemp N. H.** On hypersonic stagnation-point flow with a magnetic field // J. Aeronaut. Sci. 1958. V. 25, N 6. P. 405–407.
6. **Roscow W. J.** Magneto-hydrodynamic analysis of heat transfer near a stagnation-point // J. Aeronaut. Sci. 1958. V. 25, N 5. P. 334–335.
7. **Meyer R. C.** On reducing aerodynamic heat-transfer rates by magnetohydrodynamic techniques // J. Aerospace Sci. 1958. V. 25, N 9. P. 561–566.
8. **Ericson W. B., Maciulaitis A.** Investigation of magneto-hydrodynamic flight control // J. Spacecraft. 1964. V. 1, N 3. P. 283–289.
9. **Gousskov O. V., Danilov M. K., Kopchenov V. I., Vatazhin A. B.** Some problems of MHD hypersonic flow control in aerodynamics // Proc. of the 6th workshop on magnetoplasma aerodynamics and 15th Intern. conf. on MHD energy conversion, Moscow, 24–27 May 2005. M.: Joint Inst. High Temperatures RAS, 2005. V. 2. P. 422–428.
10. **Fujino T., Ishikawa M.** Numerical simulation of control of plasma flow with magnetic field for thermal protection in earth reentry flight // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34, N 2. P. 409–420.
11. **Yoshino T., Fujino T., Ishikawa M.** Possibility of thermal protection in earth re-entry flight by MHD flow control with air-core circular magnet // IEE J. Trans. 2009. V. 4. P. 510–517.
12. **Битюрин В. А., Бочаров А. Н.** Об особенностях электромагнитной тепловой защиты спускаемого аппарата // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37, вып. 9. С. 70–74.

13. **Katsurayama H., Kawamura M., Matsuda A., Abe T.** Numerical study of the electromagnetic control of a weakly ionized flow around a blunt body: Role of a insulative boundary in the flow. S. l., 2007. (Paper / AIAA; N 2007-4529).
14. **Wilkinson J. B.** Magnetohydrodynamic effects on stagnation-point heat transfer from partially ionized nonequilibrium gases in supersonic flow // Proc. of the 3rd Symp. of engineering aspects of magnetohydrodynamics, Rochester, New York (USA), 28–29 Mar. 1964. N. Y.: Gordon and Breach, 1964. P. 413–438.
15. **Бобашев С. В., Менде Н. П., Попов П. А., Сахаров В. А.** Экспериментальное исследование магнитогазодинамического воздействия на тепловой поток к поверхности модели // Журн. техн. физики. 2010. Т. 8, № 12. С. 51–56.
16. **Bityurin V. A., Vocharov A. N.** Heat flux mitigation by the magnetic field in MHD re-entry flow // Proc. of the 10th Intern. workshop on magnetoplasma aerodynamics, Moscow, 22–24 Mar. 2011. M.: Joint Inst. High Temperatures RAS, 2011. P. 226–236.
17. **Bityurin V. A., Vocharov A. N., Lineberry J.** MHD flow control in hypersonic flight // Proc. of the 15th Intern. conf. on MHD energy conversion, Moscow, 24–27 May 2005. M.: Joint Inst. High Temperatures RAS, 2005. V. 2. P. 429–433.
18. **Фомичев В. П., Ядренкин М. А.** Пульсации положения головного скачка уплотнения в результате сильного МГД-взаимодействия при гиперзвуковом обтекании пластины // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 1. С. 28–33.
19. **Гинзбург И. П.** Аэрогазодинамика. М.: Высш. шк., 1966.
20. **Коротаева Т. А., Фомичев В. П., Шашкин А. П., Ядренкин М. А.** Исследование МГД-взаимодействия в сверхзвуковом потоке воздуха при $M = 8$ // Журн. техн. физики. 2011. Т. 81, вып. 3. С. 10–17.

*Поступила в редакцию 28/І 2019 г.,
после доработки — 28/Х 2019 г.
Принята к публикации 28/Х 2019 г.*
