

УДК 532

РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ МАГНИТОПЛАЗМЕННОЙ АЭРОДИНАМИКИ В ИНСТИТУТЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ СО РАН

В. П. Фомичев^{*,**}, Т. А. Кортаева^{*,**}, 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: fomichev@itam.nsc.ru, korta@itam.nsc.ru, yadrenkin@itam.nsc.ru

Представлен краткий обзор наиболее значимых работ в области магнитоплазменной аэродинамики, проводившихся в Институте теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН в последние 20 лет.

Ключевые слова: магнитогидродинамическое взаимодействие, управление гиперзвуковым потоком воздуха, электрический разряд, магнитное поле.

DOI: 10.15372/PMTF20200506

Введение. Вторая половина XX в. ознаменована успехами в освоении ближнего и дальнего космоса. Однако имеется ряд проблем, препятствующих развитию высокоскоростных летательных аппаратов (ЛА): наличие значительного сопротивления трения, высокие температуры торможения газа на поверхности высокоскоростного ЛА, низкая эффективность управления торможением и траекториями возвращаемых ЛА в верхних слоях атмосферы. Наличие плазменных эффектов при гиперзвуковом движении тел в атмосфере дало возможность исследовать варианты их использования для управления обтеканием высокоскоростных ЛА. Возникла новая отрасль аэродинамики — магнитоплазменная аэродинамика, в которой исследуется влияние электрических и магнитных полей на гиперзвуковое течение газа.

Большое количество расчетных и экспериментальных работ, посвященных исследованию различных аспектов магнитоплазменной аэродинамики, проведено в 50–70-е гг. XX в. [1, 2]. Однако оценки эффективности магнитогидродинамических (МГД) способов управления гиперзвуковыми течениями ставили под сомнение возможность использования МГД-систем на борту ЛА вследствие большого веса оборудования, применяемого для генерации сильных магнитных полей, индукция которых $B > 1$ Тл. В Институте теоретической и прикладной механики (ИТПМ) СО АН СССР в конце 60-х — начале 80-х гг. были проведены исследования МГД-преобразования энергии сверхзвуковых газовых потоков в электрическую энергию. Был открыт эффект Т-слоя в дисковых МГД-каналах [3] и показана принципиальная возможность увеличения эффективности способа МГД-преобразования

энергии с использованием этого эффекта при его инициировании в сверхзвуковом потоке в канале дискового МГД-генератора [4]. Был создан аванпроект модели дискового МГД-генератора с Т-слоем на химическом топливе [5], однако в силу ряда экономических причин эти работы не получили дальнейшего развития.

Порядка 30 лет исследования способов МГД-управления обтеканием ЛА не проводились. В конце XX в. развитие техники сверхпроводников позволило значительно уменьшить вес и объем систем, генерирующих магнитное поле. Вновь возрос интерес к исследованию МГД-способов управления газовыми потоками [6]. В середине 90-х гг. XX в. в научно-производственном объединении “Ленинец” (г. Санкт-Петербург) была представлена концепция гиперзвукового аппарата АЯКС, предполагающая использование электромагнитного воздействия на газовый поток в двигательных системах ЛА с целью управления им, инициирования и поддержания наиболее эффективных режимов горения и увеличения общей эффективности двигательных установок. Согласно этой концепции гиперзвуковой ЛА является открытой неизолированной аэротермодинамической системой, в которой на всех этапах полета в атмосфере часть кинетической энергии гиперзвукового воздушного потока, обтекающего ЛА, ассимилируется бортовыми подсистемами и преобразуется в химическую или электрическую энергию, повышая энергоэффективность аппарата [7].

Концепция АЯКС инициировала исследования различных аспектов плазмодинамики для аэрокосмических приложений как в России, так и за рубежом [6–10]. В частности, в ИТПМ СО РАН под руководством В. М. Фомина и А. А. Маслова активизировались исследования по поиску принципиально новых способов воздействия на высокоскоростные течения, влияющих на термодинамические и химические свойства потока [11–14]. В работах, выполненных с использованием методов численного и экспериментального моделирования, рассматривались различные способы управления сверх- и гиперзвуковыми течениями за счет подвода в них энергии и (или) массы, а также воздействие на поток электромагнитных полей. В лаборатории физики быстропротекающих процессов ИТПМ СО РАН был создан уникальный МГД-стенд, позволяющий исследовать высокоскоростные ионизованные течения при наличии магнитного поля. В лаборатории гиперзвуковых течений были разработаны численные методы исследований гиперзвуковых МГД-течений. В настоящей работе представлены основные результаты экспериментальных и численных исследований методов магнитоплазменной динамики для управления высокоскоростными течениями, полученные в ИТПМ СО РАН за последние 20 лет.

Исследование МГД-воздействия на ударно-волновую структуру потока вблизи моделей. В рамках концепции АЯКС [6, 7] предлагалось, в частности, использовать МГД-системы для регулирования положения скачков уплотнения, возникающих во время полета на входе в воздухозаборник, что является одной из важнейших проблем сверх- и гиперзвуковой аэродинамики. При изменении высоты и скорости полета ЛА положение скачков меняется, при этом меняются полное давление в воздухозаборнике и расход кислорода для сгорания топлива. Расчетный режим полета нарушается, и возникает необходимость восстановить исходное положение скачков. Регулировка входных устройств воздухозаборника путем изменения геометрических параметров затруднительна при гиперзвуковых скоростях полета, к тому же требует относительно больших затрат времени. Поэтому возникает необходимость разработки принципиально новых методов управления течением. Исследованию возможности МГД-управления положением скачков уплотнения на входе в воздухозаборник посвящено достаточно большое количество теоретических работ (см., например, [15–17]), в которых показано, что применение МГД-систем позволяет изменять поток перед воздухозаборником на нерасчетных режимах полета. Результаты немногочисленных экспериментальных работ представлены в [18, 19].

Одной из наиболее серьезных проблем, препятствующих развитию МГД-систем управления потоком при обтекании ЛА, является необходимость обеспечения и поддержания достаточного уровня проводимости потока, без которой невозможна организация эффективного МГД-взаимодействия. В натуральных полетах и лабораторных экспериментах могут возникать условия, при которых невозможно осуществить МГД-управление в отсутствие ионизации потока специальными устройствами. Ионизация может быть проведена путем инъекции легко ионизируемой примеси, электронным пучком или электрическим разрядом. Эта проблема обсуждалась во многих работах (см., например, [20, 21]).

В начале 2000-х гг. в ИТПМ СО РАН в лаборатории физики быстропротекающих процессов был создан МГД-стенд на базе ударной трубы [22], что позволило проводить эксперименты с организацией области МГД-взаимодействия в гиперзвуковых потоках при обтекании различных тестовых моделей. Стенд позволяет реализовать квазистационарные течения в сверхзвуковом сопле диаметром 100 мм в течение $1 \div 2$ мс с числом Маха $M = 6 \div 12$ при значениях параметров воздуха, характерных для условий полета на высоте 30–50 км. Ударная волна, образующаяся в канале низкого давления ударной трубы, отражается от торцевой стенки в конце канала, при этом формируется поток, параметры которого соответствуют торможению потока за отраженной ударной волной и определяют работу сверхзвукового сопла. Характерное время МГД-экспериментов (до 200 мкс) определяется временем ионизации потока, которая осуществляется по истечении половины интервала времени квазистационарного течения в камере Эйфеля. В настоящей работе для ионизации гиперзвукового потока использовались либо электронные пучки [12], либо электрические разряды [13]. Индукция магнитного поля, создаваемого электромагнитом постоянного тока, может достигать значения $B = 2,5$ Тл. В экспериментах измеряются параметры, определяющие режим работы сопла, электрические параметры устройств, ионизирующих поток, а также проводится фотосъемка течения вблизи тестовых моделей.

Первоначально при численном и экспериментальном исследовании внешняя ионизация газа осуществлялась с помощью электронного пучка, который в соответствии с концепцией АЯКС [15] планировалось использовать на клиньях сжатия потока перед воздухозаборником. В экспериментальных исследованиях [12, 22] рассматривалось обтекание тела ионизированным газом в электрическом и магнитном полях. В этих исследованиях с помощью методов экспериментального и численного моделирования определялась степень влияния области МГД-взаимодействия на положение косоугольного скачка уплотнения, генерируемого клином при его гиперзвуковом обтекании. Схема задачи приведена на рис. 1. Модель представляла собой симметричное клиновидное тело с величиной угла раствора при вершине 30° . Параметры потока были следующими: число Маха $M = 8$, статическое давление 254 Па, плотность $0,05$ кг/м³, температура 170 К. Статическое давление соответствовало давлению на высоте приблизительно 41 км, скорость потока приблизительно равна 2000 м/с. Рассматривалось обтекание модели под нулевым углом атаки.

На рис. 1 видно, что клиновидное тело полностью находится в постоянном магнитном поле, направленном по нормали к набегающему потоку. При этом МГД-взаимодействие потока с внешним магнитным полем локализовано в некоторой относительно узкой области перед моделью.

Начальная неравновесная проводимость потока в области МГД-взаимодействия создается путем внешнего воздействия на поток. Протяженность области ионизации потока в направлении вектора скорости набегающего потока составляет менее $1/3$ длины грани клина. Внешняя цепь МГД-электродов представляет собой либо короткозамкнутый виток, либо генератор внешней ЭДС. Полагается, что интенсивность МГД-взаимодействия в сверхзвуковом потоке определяется величиной начальной проводимости и не зависит от способа ее получения. В экспериментальных исследованиях использовался электронный

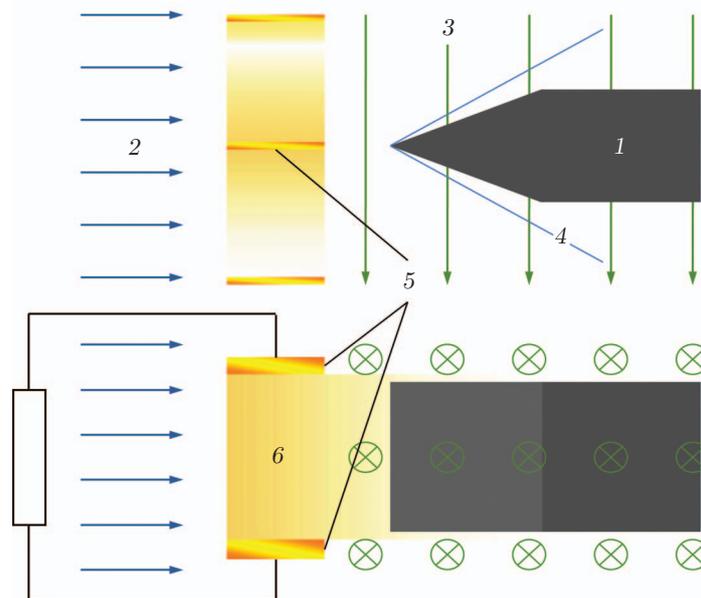


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — модель обтекаемого тела, 2 — натекающий сверхзвуковой поток, 3 — магнитное поле, 4 — скачок уплотнения, 5 — электроды, 6 — электронный пучок или электрический разряд

пучок либо импульсный электрический разряд, в численных исследованиях проводилось моделирование электронного пучка. При этом сила МГД-воздействия на поток определялась силой электрического тока в зоне воздействия и магнитной индукцией внешнего магнитного поля. Таким образом, интенсивность МГД-взаимодействия в экспериментальных и численных исследованиях соотносится со значением числа Стюарта S .

Вследствие МГД-взаимодействия, локализованного перед моделью, параметры потока изменялись, что приводило к изменению угла наклона присоединенного скачка уплотнения, генерируемого передней кромкой клина. На рис. 2 видно, что в результате МГД-взаимодействия в потоке перед клином при ионизации потока электронным пучком угол наклона присоединенного скачка уплотнения на модели увеличивается. При малых значениях плотности (давления), которые реализуются в экспериментах с числом Маха набегающего потока $M = 8$, визуализация потока представляла определенные трудности вследствие слабой чувствительности оптической системы регистрации скачка уплотнения. Тем не менее удалось зафиксировать изменение угла наклона косога скачка уплотнения, подтвержденное численно.

Численное моделирование МГД-взаимодействия в потоке перед клиновидным телом выполнено для условий эксперимента. Электронный пучок направлялся вдоль магнитного поля поперек потока и ионизовал поток в области между двумя электродами. При ионизации потока электронным пучком электроды замыкались накоротко во внешней цепи, что моделировало работу МГД-генератора в режиме короткого замыкания. Индуцированный ток, возникающий при движении ионизованных частиц потока в магнитном поле, способствовал торможению потока, как это происходит в МГД-генераторах. Ионизация потока в численных исследованиях осуществлялась с помощью электронного пучка, генерируемого электронной пушкой, использовавшейся в экспериментах ИТПМ в 2003–2004 гг. Расчеты проведены для электронного пучка с напряжением $U \leq 20$ кВ и плотностью тока $j \leq 440$ мА/см². Для моделирования воздействия электронного пучка на поток использо-

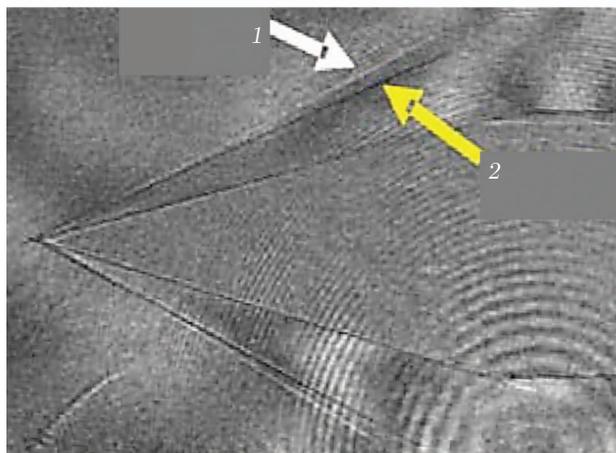


Рис. 2. Влияние МГД-взаимодействия перед клиновидным телом на величину угла наклона скачка:

1 — положение скачка при реализации МГД-взаимодействия, 2 — положение скачка в отсутствие МГД-взаимодействия

валась простая модель. Ионизация молекул азота и кислорода, диссоциация, возбуждение колебательных степеней свободы и электронное возбуждение молекул азота и кислорода определяются потерями энергии в пучке в соответствии с формулой Томпсона. В свою очередь, затраты энергии на каждый процесс определяются в соответствии с их стоимостью, что в конечном счете позволяет определить концентрацию электронов в электронном пучке и электронную температуру. Исследования проводятся в предположении, что значения магнитного числа Рейнольдса малы, а значения числа Рейнольдса потока велики. Это позволяет провести моделирование МГД-течения в рамках уравнений невязкого газа, дополненных обобщенным законом Ома и кинетическими уравнениями процессов, характерных для низкотемпературной плазмы [22]. Результаты численных исследований показывают, что при торможении ионизованного потока в магнитном поле перед клином угол наклона косоугольного скачка уплотнения на теле увеличивается так же, как в эксперименте.

Ионизация гиперзвукового потока воздуха, в лабораторных экспериментах проводившаяся с использованием электронного пучка, сопряжена с трудностями его ввода в поток. Электронный пучок создавался после установления течения внутри камеры Эйфеля при давлении в электронной пушке, меньшем $1,33 \cdot 10^{-4}$ Па, тогда как давление в квазистационарном потоке составляло приблизительно 266 Па. Для предотвращения пробоев в электронной пушке вследствие повышения в ней давления при прохождении потоком выходного окна этой пушки электронный пучок пропускаться в камеру Эйфеля через тонкую металлическую фольгу, которая могла прогорать в каждом эксперименте. Кроме того, величина напряжения в импульсе электронной пушки была более 100 кВ, что затрудняло проведение электрических измерений параметров эксперимента при $U \approx 1$ В.

По результатам проведения экспериментальных и численных исследований было принято решение о проведении ионизации не электронным пучком, а электрическим разрядом с сохранением времени импульса ионизации и величины проводимости. Были проведены дальнейшие численные и экспериментальные исследования влияния индукции магнитного поля на величину угла наклона скачка.

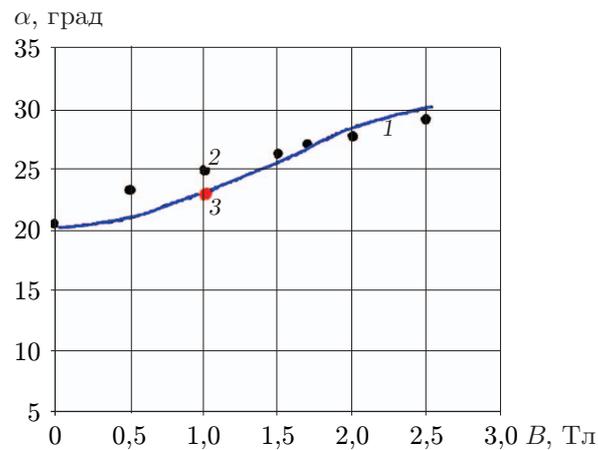


Рис. 3. Зависимость величины угла наклона скачка α от индукции внешнего магнитного поля при реализации МГД-взаимодействия с импульсным разрядом (1, 2) и с использованием электронного пучка (3): линия — расчет, точки — эксперимент

На рис. 3 представлена зависимость величины угла наклона скачка от величины индукции внешнего магнитного поля. Видно, что расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными в случае ионизации потока электронным пучком при $B = 1$ Тл. Это можно объяснить тем, что в случае использования электронного пучка торможение потока определялось только силой индуцированного электрического тока. Поэтому точка 3 на рис. 3 находится на расчетной кривой. При использовании для ионизации потока в экспериментах электрических разрядов ток разряда в магнитном поле создает дополнительную силу, направление действия которой зависит от направления тока относительно магнитного поля. Может реализоваться дополнительное ускорение или торможение основного потока. В рассматриваемых экспериментах электрический разряд ионизовал и тормозил поток. При величине индукции магнитного поля $B < 1$ Тл сила, обусловленная силой тока ионизации, была больше силы, вызванной индуцированным током, возникающим вследствие движения проводящего газа в магнитном поле. Эти силы суммировались, увеличивая угол наклона присоединенного скачка. При больших значениях магнитной индукции влияние этих сил на угол наклона скачка ослабевает.

Следует отметить, что численно исследовалось стационарное течение, а эксперимент проводился в импульсном режиме. Сравнение результатов возможно, если эксперимент проводится в условиях квазистационарности. Для корректного сравнения результатов численных расчетов и экспериментов было выполнено дополнительное исследование при ионизации потока импульсом тока, время действия которого меньше, чем в описанных выше экспериментах. Длительность воздействия электронного пучка и электрического разряда составляла 100 мкс, длительность импульса тока в контрольных экспериментах составила 12 мкс.

Влияние МГД-взаимодействия в потоке перед телом исследовалось при ионизации электрическим разрядом потока, натекающего на клин с углом раствора 30° . Ионизация осуществлялась импульсным высоковольтным разрядом с силой тока $100 \div 200$ А и длительностью импульса 12 мкс. На рис. 4 представлены шпирен-фотографии процесса обтекания клиновидного тела потоком воздуха с числом Маха $M = 6$, скоростью приблизительно 2000 м/с при статическом давлении 1337 Па. Рис. 4,а получен до начала воздействия импульса тока, рис. 4,б,в — через 9 и 18 мкс после начала воздействия импульса тока при

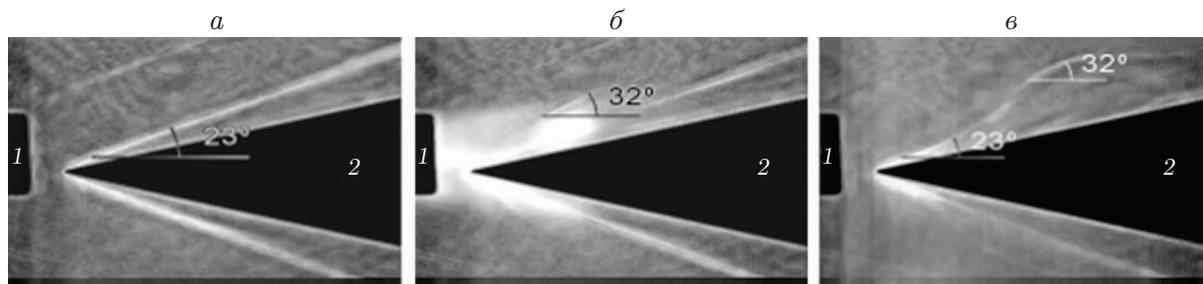


Рис. 4. Обтекание клиновидного тела потоком плазмы при воздействии ионизирующего импульса с силой тока 160 А и длительностью 12 мкс в магнитном поле с индукцией $B = 0,34$ Тл невозмущенным потоком воздуха (а), через 9 мкс (б) и через 18 мкс (в) после инициации разряда:

1 — пара электродов, 2 — модель клиновидного тела

выдержке 1 мкс. Импульс тока между двумя электродами, расположенными в направлении, трансверсальном направлению потока, приводил к локальной ионизации воздушного потока в магнитном поле с величиной индукции $B = 0,34$ Тл, увеличению его температуры и торможению. Это приводило к генерации скачка уплотнения над плоскостью клина с углом наклона $\alpha = 32^\circ$, тогда как угол присоединенного скачка в невозмущенном потоке равен 23° . Такой угол наклона скачка в измененном потоке соответствует числу Маха набегающего потока $M = 3$. Время прохождения скачка над плоскостью клина составило приблизительно 30 мкс. На рис. 4, в показан установившийся скачок с углом наклона $\alpha = 23^\circ$, расположенный вблизи передней кромки, после прохождения области возмущения вниз по потоку, что соответствует числу Маха набегающего потока $M = 6$. Результаты проведенных экспериментальных исследований показывают, что время установления положения и формы скачка вблизи передней кромки модели, обусловленные МГД-взаимодействием и модуляцией числа Маха набегающего потока, составляет порядка 9 мкс в условиях эксперимента [23]. Это означает, что в экспериментах со временем ионизации потока более 12 мкс МГД-взаимодействие в гиперзвуковых потоках реализовывалось в режиме квазистационарного течения, что позволяет сравнивать экспериментальные данные с результатами численного моделирования, полученными в режиме установившегося течения.

Исследование МГД-воздействия на ударно-волновую структуру потока при ионизации газа на поверхности пластины. Переход от ионизации потока электронным пучком к ионизации с использованием электрических разрядов позволил перенести зону МГД-взаимодействия из области перед моделью непосредственно на ее поверхность. Такой способ ионизации позволяет более точно локализовать область МГД-взаимодействия и лучше контролировать исследуемый процесс. Для экспериментов была выбрана пластина, которую можно установить под разными углами атаки к набегающему потоку для исследования обтекания клиновидного тела. Поверхность пластины или клиновидного тела, вблизи которой предполагается осуществление МГД-взаимодействия, имела размеры 50×50 мм. Узкие медные электроды устанавливались на краях пластины заподлицо с поверхностью. Расстояние от передней кромки модели до электродов равно 15 мм, размер каждого электрода 15×2 мм (рис. 5). В области, где расположены электроды, происходил электрический разряд при подаче импульса тока от генератора тока либо от генератора высокочастотных импульсов переменного тока с частотой порядка 1 МГц. Время существования разряда составляло $100 \div 200$ мкс. Величина индукции магнитного поля в рабочей камере варьировалась в диапазоне $B = 0 \div 2,2$ Тл. Ток разряда и индуцируемый ток при движении плазмы были направлены поперек потока и магнитного поля, а возникающая

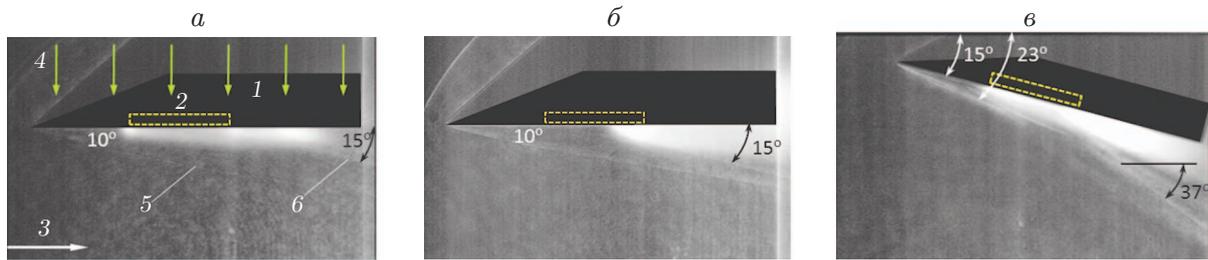


Рис. 5. Генерация скачка в области МГД-взаимодействия при ионизации потока в магнитном поле высокочастотным разрядом при $B = 0,8$ Тл, $S = 0,04$ (а), импульсным разрядом при $B = 0,03$ Тл, $S = 0,03$ (б), импульсным разрядом при $B = 0,2$ Тл, $S = 0,13$ (в):

1 — модель пластины, 2 — электроды, 3 — направление потока, 4 — направление магнитного поля, 5 — скачок на передней кромке, 6 — скачок в области МГД-взаимодействия

электромагнитная сила — вдоль потока. В данных экспериментах сила, обусловленная ионизирующим током импульсного разряда, тормозила поток.

В отсутствие магнитного поля независимо от типа разряда влияния на присоединенный к передней кромке скачок уплотнения не наблюдалось. Это объясняется тем, что за скачком сохранялся сверхзвуковой режим течения и область разряда, а также вносимые им возмущения сносились вниз по потоку. В магнитном поле действие возникающих при увеличении магнитной индукции электромагнитных сил приводило к смещению области разряда навстречу потоку и ее локализации в области, где расположены электроды, а в некоторых случаях — к смещению области разряда к передней кромке модели и далее вверх по потоку. Причем при использовании для ионизации потока разряда постоянного тока возникает значительная сила Ампера, действующая на промежуток между разрядами одновременно с индуцируемым током, возникающим при движении проводящей области потока в магнитном поле. При ионизации потока высокочастотным разрядом сила Ампера, обусловленная током ионизации, не проявляется, так как сила этого тока интегрально равна нулю. Сила торможения потока возникает только вследствие возникновения индуцированного тока при движении ионизованного газа в магнитном поле.

Для параметрического описания исследуемого процесса было выбрано число Стюарта, оценка которого выполнялась путем измерения полной силы тока разряда и геометрических размеров области взаимодействия [24, 25]. При малом значении параметра МГД-взаимодействия $S < 0,1$ наблюдалась локализация разряда вблизи поверхности модели в зоне расположения электродов. При этом в области МГД-взаимодействия возникал висячий косой скачок уплотнения [26]. Вследствие существенного различия значений плотности тока при использовании для ионизации потока разрядов разного типа данный скачок наблюдался при использовании высокочастотного разряда в сильном магнитном поле ($B \geq 0,7$ Тл) (см. рис. 5, а), а также при использовании импульсного разряда постоянного тока в слабом магнитном поле ($B \leq 0,2$ Тл) (см. рис. 5, б, в). В экспериментах показано, что при использовании высокочастотного разряда величина угла наклона генерируемого скачка зависит от величины магнитной индукции приложенного поля так же, как и при использовании импульсного разряда.

Увеличение индукции магнитного поля и параметра МГД-взаимодействия в случае ионизации потока импульсным разрядом постоянного тока приводило к движению разрядной области навстречу потоку [27, 28]. При значениях параметра МГД-взаимодействия $S = 0,10 \div 0,15$ вследствие воздействия на генерируемый передней кромкой скачок уплот-

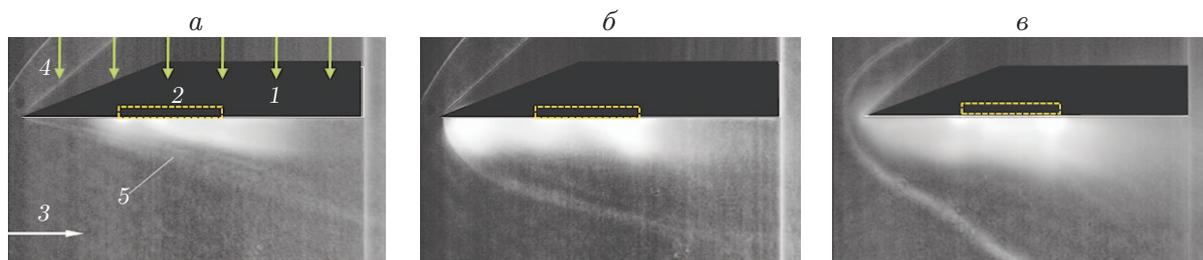


Рис. 6. Изменение ударно-волновой структуры течения при различных значениях индукции магнитного поля:

a — $B = 0,1$ Тл, $S = 0,05$, b — $B = 0,34$ Тл, $S = 0,13$, v — $B = 0,8$ Тл, $S = 0,21$; 1 — модель пластины, 2 — электроды, 3 — направление потока, 4 — магнитное поле, 5 — скачок

нения угол наклона скачка увеличивался (рис. 6, a), его форма изменялась (рис. 6, b). При дальнейшем увеличении параметра S ($S > 0,2$) область разряда устанавливалась перед моделью, что приводило к образованию головного скачка уплотнения (рис. 6, v). Таким образом, происходила смена режима обтекания тела с острой передней кромкой на режим обтекания виртуального затупленного тела, представляющего собой заторможенную область газа перед моделью.

Установлено, что при $B \geq 0,6$ Тл положение разрядной области не является устойчивым. При движении вверх по потоку длина разрядного промежутка и напряжение в нем увеличиваются, вследствие чего происходит шунтирование разряда в зоне расположения электродов и начинается новый цикл движения области разряда к передней кромке модели. Впервые получен режим периодического изменения положения разрядной области и головного скачка уплотнения с частотой порядка 35 кГц при величине индукции магнитного поля $B = 0,8$ Тл [29].

Уменьшение интенсивности тепловых потоков к поверхности модели вследствие организации области МГД-взаимодействия. Проблема эффективной тепловой защиты спускаемых аппаратов является одной из важнейших при разработке транспортных космических систем. Первые теоретические работы, посвященные исследованиям МГД-методов воздействия на поток для увеличения сопротивления и уменьшения интенсивности тепловых потоков к поверхности тел, движущихся с гиперзвуковыми скоростями, появились в начале 50-х гг. XX в. [30]. В работах [31–35] проводились оценки высотно-скоростных условий реализации сильного МГД-взаимодействия, исследовалось влияние магнитного поля на обтекание затупленных тел и процессы теплообмена в пограничном слое. Результаты расчетов, выполненных в [31–35], позволяют предположить, что при сильном МГД-взаимодействии ударная волна отходит от головной части обтекаемого тела, теплопередача и поверхностное трение уменьшаются. В ряде расчетных работ исследовалась проблема применения МГД-систем на реальных возвращаемых аппаратах. В работе [35] представлены результаты моделирования МГД-торможения возвращаемой капсулы “Stardust” для различных модификаций магнитной системы, генерирующей магнитное поле. 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 критической точке можно уменьшить в 2–3 раза при увеличении полного аэродинамического сопротивления тела почти на порядок.

Экспериментальных работ, посвященных исследованию рассмотренных эффектов, очень мало, что обусловлено техническими трудностями проведения эксперимента. При моделировании рассматриваемых явлений в аэродинамических установках трудно реали-

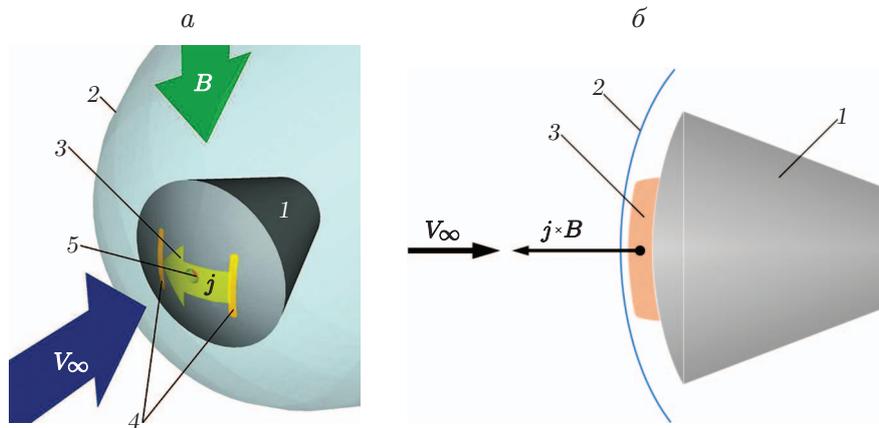


Рис. 7. Схема задачи:

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

зовать параметры потока, при которых происходит термическая ионизация газа за скачком уплотнения. В условиях эксперимента с меньшей, 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.

С использованием МГД-стенда в ИТПМ проводились исследования МГД-способа управления гиперзвуковым потоком воздуха, обтекающим затупленное тело, конфигурация которого характерна для спускаемого аппарата [28]. Эксперименты сопровождались численным моделированием. Результаты исследований представлены в работе [36]. На рис. 7 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 геометрических параметров 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. 7, *a*). Область МГД-взаимодействия сформирована таким образом, что перед затупленной частью модели возникает тормозящая сила $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, направленная навстречу набегающему потоку.

Моделирование МГД-взаимодействия вблизи поверхности модели спускаемого аппарата на аэродинамической установке проводилось с использованием импульсного электрического разряда между двумя электродами, расположенными на поверхности головной части модели (см. рис. 7, *a*). Длительность импульса разряда составляла 120 мкс, сила тока — не более 200 А. При использовании импульса тока для ионизации наблюдалось торможение потока в магнитном поле в условиях данного эксперимента.

Визуализация течения ионизированного газа вблизи модели осуществлялась с помощью оптической шпирен-системы и высокоскоростной камеры с частотой 80 кГц при вре-

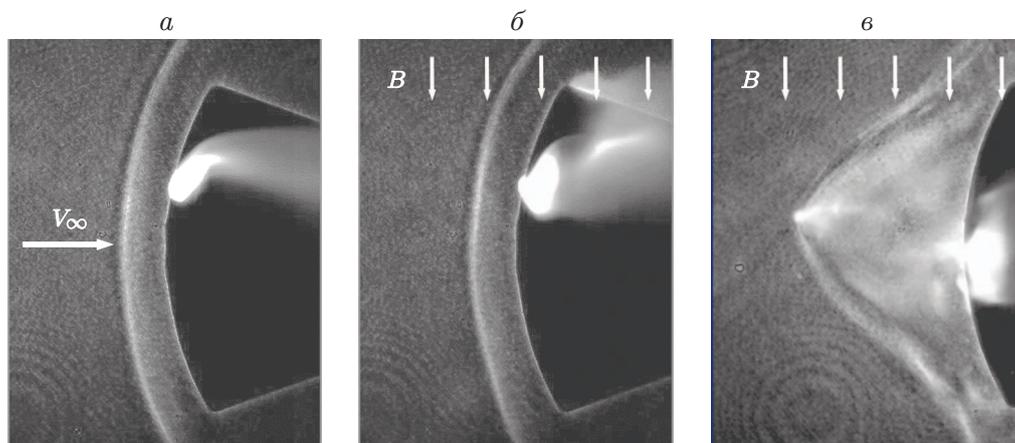


Рис. 8. Ударно-волновая структура течения вблизи затупленного тела при ионизации гиперзвукового потока воздуха ($M = 6$) высоковольтным импульсным разрядом в отсутствие магнитного поля (*а*) и при наличии магнитного поля (*б*, *в*) с различной величиной индукции:
б — $B = 0,27$ Тл, *в* — $B = 1,58$ Тл

мени экспозиции 1 мкс. Давление торможения на модели в критической точке измерялось с помощью высокочастотного пьезоэлектрического датчика.

На рис. 8 приведены шlieren-фотографии плазмы газового разряда, воздействующей на структуру течения вблизи передней части затупленного тела в отсутствие и при наличии магнитного поля с различной величиной магнитной индукции. На рис. 8, *а* показано обтекание модели в потоке через 50 мкс после включения электрического разряда. 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 ($B = 0,27$ Тл) в течение первых 12,5 мкс на расстоянии от поверхности, приблизительно равном $5 \div 6$ мм, наблюдалось движение разрядной области навстречу потоку под действием электромагнитной силы, что привело к кратковременному локальному изменению формы головного скачка. В промежутке времени $12,5 \div 37,5$ мкс область разряда под действием потока двигалась в радиальном направлении к периферии. На рис. 8, *б* показано устойчивое положение разряда за пределами головной части модели через $37,5 \div 50,0$ мкс. При значении индукции магнитного поля $B > 1$ Тл (см. рис. 8, *в*) разряд с большой плотностью тока движется навстречу воздушному потоку со скоростью, приблизительно равной 1000 м/с. Область разряда увеличивается, разряд приобретает диффузную структуру, плотность тока разряда значительно уменьшается, что приводит к стабилизации области взаимодействия перед телом и увеличению области взаимодействия разряда с набегающим потоком. На рис. 8, *в* видно, что головной скачок уплотнения в окрестности критической точки смещается от поверхности модели на расстояние 24 мм при диаметре модели 48 мм.

При численных расчетах обтекания тела область МГД-взаимодействия моделировалась зоной с заданными в ней источниками силы или силы и энергии (зона перед затуплением с приложенной электромагнитной силой на рис. 7, *б*). Число Стюарта, определенное на основе экспериментальных данных, использовалось для задания членов, определяющих МГД-силу в уравнении импульсов и удельную мощность в уравнении энергии. Джоулев нагрев равен j^2/σ . Значения плотности тока и проводимости получены экспериментально,

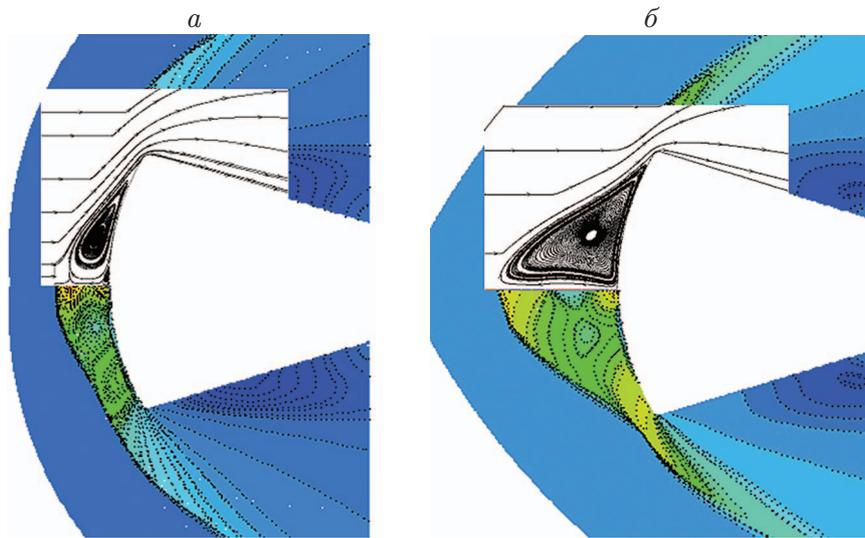


Рис. 9. Результаты экспериментальной и численной визуализации течения ($S = 0,3$) при наличии только источника силы (a) и при наличии источника силы и тепла (b)

что позволило не использовать 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.

Численное моделирование проводилось с использованием пакета программ ANSYS FLUENT. Задача решалась в стационарной осесимметричной постановке с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса и SST- $(k-\omega)$ -модели турбулентности. В расчетной области были выделены две зоны: 1) зона с определенными свойствами воздуха; 2) зона с распределенными источниками силы и (или) энергии. Зона с подводом энергии или силы находилась перед затупленной частью тела и полагалась либо узкой, распределенной практически по всей области затупления, либо локализованной, как в эксперименте. Для получения численного решения использовалась неявная схема Роу второго порядка точности. Рассматривался совершенный газ (воздух), теплоемкость C_p полагалась постоянной, вязкость изменялась по 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 уравнений сохранения количества движения и энергии при указанных выше значениях параметров набегающего потока и $S = 0,1$ равны $0,8 \text{ Н/см}^3$, 500 Вт/см^3 соответственно.

На рис. 9 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. 9, a). При включении источников силы и энергии получаемая при численном моделировании картина течения меняется, область рециркуляционного движения увеличивается (см. рис. 9, b). Давление на затупленной части тела в зонах рециркуляции уменьшается. Давление зависит от значения числа Стюарта и при $S = 0,2$ уменьшается приблизительно на 30 %. При этом ударно-волновая картина обтекания, полученная в расчетах, качественно согласуется с экспериментальной.

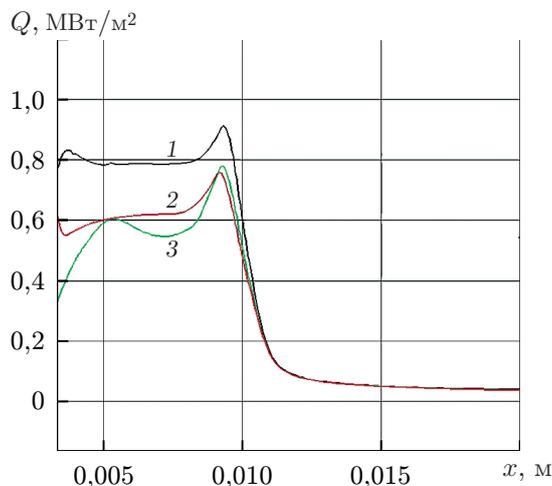


Рис. 10. Распределение интенсивности теплового потока вдоль образующей модели затупленного тела при ее обтекании однородным потоком (1) и потоком при наличии источников силы ($S = 0,1$) (2) или энергии ($S = 0,2$) (3)

На рис. 10 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 [35], 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.

Сравнение результатов экспериментальных и численных исследований 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 наблюдаются возникновение вихревых зон, уменьшение давления в критической точке и теплового потока.

Заключение. Ряд проблем, тормозящих развитие высокоскоростных летательных аппаратов, с одной стороны, и теоретически обоснованная возможность использования для управления обтеканием тел МГД-методов — с другой, определили интерес к исследованиям в области магнитоплазменной аэродинамики в ИТПМ СО РАН. Экспериментальные исследования проводились на уникальном МГД-стенде, созданном в институте. Возможность исследования различных способов ионизации имеет большое значение при разработке теоретических основ для практических приложений, в которых используются электрические и магнитные поля. В большинстве случаев эксперименты сопровождалось численным моделированием.

Результаты проведенных численных и экспериментальных исследований показывают, что при моделировании гиперзвуковых течений при наличии магнитоплазменных эффектов, в частности МГД-взаимодействия вблизи обтекаемой поверхности, для ионизации потока воздуха могут быть использованы электронные пучки или электрические разряды.

Показано, что область МГД-взаимодействия можно использовать для изменения ударно-волновой структуры потока, обтекающего тело. Исследования проводились на простых телах (клиновидное тело, пластина). Установлено, что при значении параметра гидромагнитного взаимодействия (числа Стюарта) $S < 0,1$ угол наклона присоединенного скачка уплотнения увеличивается. При увеличении числа Стюарта до значения $S = 0,15$ наблюдается изменение формы присоединенного скачка уплотнения. При $S = 0,2 \div 0,3$ перед пластиной или клиновидным телом образуется отошедший скачок.

При обтекании затупленного тела локализация области МГД-взаимодействия перед областью затупления приводит к образованию отошедшей ударной волны и уменьшению теплового потока к поверхности затупления.

Управлять ударно-волновой структурой гиперзвукового течения можно путем организации МГД-взаимодействия как перед телом, так и непосредственно в области генерации скачков на модели. При этом в результате создания локальных зон генерации объемных электромагнитных сил вблизи обтекаемых поверхностей конфигурация течения изменялась так же, как в случае изменения формы самой поверхности. Таким образом, происходило изменение эффективного сечения взаимодействия тела с набегающим потоком, вследствие чего изменялось воздействие на тело сил и их моментов. Данные подходы могут быть использованы при разработке перспективных методов управления аэродинамикой гиперзвуковых летательных аппаратов, не требующих применения сложных механических систем, являющихся быстродействующими и позволяющих варьировать локализацию МГД-воздействия.

Таким образом, результаты, полученные в ИТПМ СО РАН, позволяют сделать вывод, что МГД-методы являются перспективной альтернативой традиционным способам управления обтеканием различных тел, движущихся с гиперзвуковыми скоростями в верхних слоях атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ziemer R. W.** Experimental investigations in magnetoaerodynamics // ARS J. 1959. V. 29, N 19. P. 642–647.
2. **Ericson W. B., Maciulaitis A.** Investigation of magnetohydrodynamic flight control // J. Spacecraft. 1964. V. 1, N 3. P. 283–289.
3. **Тихонов А. Н., Самарский А. А., Заклязьминский Л. А. и др.** Нелинейный эффект образования самоподдерживающегося высокотемпературного электропроводного слоя в нестационарных процессах магнитной гидродинамики // Докл. АН СССР. 1967. Т. 173, № 4. С. 808–817.
4. **Гриднев Н. П.** Неоднородное МГД-течение с Т-слоем / Н. П. Гриднев, С. С. Кацнельсон, В. П. Фомичев. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984.
5. **Заклязьминский Л. А., Пузырев Л. Н., Трушников Ю. Ф., Фомичев В. П.** Модель индукционного МГД-генератора на химическом топливе с использованием явления Т-слоя: Отчет / Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР; № 374. Новосибирск, 1969.
6. **Shang J. S.** Recent research in magneto-aerodynamics // Progr. Aerospace Sci. 2001. V. 37. P. 1–20.
7. **Gurijanov E. P., Harsha P. T.** AJAX: New directions in hypersonic technology. S. 1., 1996. (Paper / AIAA; N 96-4609). DOI: 10.2514/6.1996-4609.
8. **Fomin V. M., Tretyakov P. K., Taran J.-P.** Flow control using various plasma and aerodynamic approaches // Aerospace Sci. Technol. 2004. V. 8, N 5. P. 411–421.

9. **Bletzinger P., Ganguly B. N., Van Wie D., Garscadden A.** Plasmas in high speed aerodynamics // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2005. V. 38, N 4. P. R33–R57. DOI: 10.1088/0022-3727/38/4/R01.
10. **Jousset R., Coumar S., Lago V.** Plasmas for high speed flow control // *AerospaceLab*. 2015. Iss. 10. AL10-04. DOI: 10.12762/2015.AL10-04.
11. **Fomin V. M., Maslov A. A., Korotaeva T. A., et al.** Simulation of the MHD-effect upon a flow around a wedge // *Proc. of the 6th Workshop on magnetoplasma aerodyn., Moscow, May 24–27, 2005*. M.: JIHT RAS, 2005. V. 2. P. 583–585.
12. **Fomin V. M., Fomichev V. P., Korotaeva T. A., et al.** Initiation of nonequilibrium conductivity of a hypersonic flow and MHD-interaction. Reno, 2007. (Paper / AIAA; N 2007-1376).
13. **Коротаева Т. А., Фомин В. М., Фомичев В. П., Шашкин А. П.** Развитие плазменных технологий для управления сверхзвуковым обтеканием тел // *Проблемы и достижения прикладной математики и механики: к 70-летию академика В. М. Фомина: Сб. науч. тр.* Новосибирск: Параллель, 2010. С. 414–440.
14. **Golovnov I. A., Pavlov A. A., Pavlov Al. A., et al.** MHD-effect upon location of a bow shock wedge at a supersonic flow around // *Proc. of the 6th Workshop on magnetoplasma aerodyn, Moscow, 24–27 May, 2005*. M.: JIHT RAS, 2005. V. 2. P. 782–785.
15. **Фрайштадт В. Л., Куранов А. Л., Шейкин Е. Г.** Применение МГД-систем на гиперзвуковых летательных аппаратах // *Журн. техн. физики*. 1998. Т. 68, № 11. С. 43–47.
16. **Bruno C., Czysz P. A.** Magnetohydrodynamic coupled ramjet propulsion system: A perspective // *Proc. of the 15th Intern. symp. on air breathing engines, Bangalore (India), Sept. 2–7, 2001*. S. l.: Intern. Soc. Air Breath. Engines, 2001. Paper N 2001-1230.
17. **Vatazhin A., Korchenov V., Gouskov O.** Numerical investigation of hypersonic inlets control by magnetic field // *Proc. of the 2nd Workshop on magneto-plasma aerodynamics in aerospace applications, Moscow, Apr. 5–7, 2000*. M.: JIHT RAS, 2000. P. 56–63.
18. **Biturkin V. A., Baranov D. S., Vocharov A. N., Lineberry J.** MHD interaction at a cylinder in hypersonic flow // *Proc. of the 5th Intern. workshop on magneto- and plasma aerodynamics for aerospace applications, Moscow, Apr. 7–10, 2003*. M.: JIHT RAS, 2003. P. 109–125.
19. **Бобашев С. В., Васильева Р. В., Ерофеев А. В. и др.** Локальное воздействие магнитного и электрического полей на положение присоединенного скачка в сверхзвуковом диффузоре // *Журн. техн. физики*. 2003. Т. 73, вып. 2. С. 43–50.
20. **Macheret S., Shneider M., Miles R.** External supersonic flow and scramjet inlet control by MHD with electron beam ionization. Reno, 2001. (Paper / AIAA; N 2001-0492).
21. **Park C., Bogdanoff D., Mehta U.** Theoretical performance of a magnetohydrodynamic-bypass scramjet engine with nonequilibrium ionization // *J. Propuls. Power*. 2003. V. 19, N 4. P. 529–537.
22. **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.
23. **Fomichev V. P., Podzin V. E., Shevchenko A. B., Yadrenkin M. A.** Flow settling over a wedge at the MHD-effect on a hypersonic air flow. Honolulu, 2011. (Paper / AIAA; N 2011-3744).
24. **Fomichev V. P., Yadrenkin M. A., Shipko E. K.** Experimental study of high-speed ionized gas flow around plate and wedge model // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1394, N 1. 012015.
25. **Yadrenkin M. A., Fomichev V. P.** Assessment of the MHD-interaction parameters using shadow pictures in pulse tests // *Abstr. of the 13th Asian symp. on visualization, Novosibirsk (Russia), 22–26 June 2015*. Novosibirsk: Parallel, 2015. P. 248–249.

26. **Фомичев В. П., Ядренкин М. А.** Исследование ВЧ-разряда, инициированного поперек гиперзвукового потока воздуха и магнитного поля // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 1. С. 33–38.
27. **Фомичев В. П., Ядренкин М. А.** Экспериментальное исследование эффекта МГД-парашюта в гиперзвуковом воздушном потоке // Журн. техн. физики. 2013. Т. 83, вып. 1. С. 152–155.
28. **Фомичев В. П., Ядренкин М. А.** Структура гиперзвукового потока воздуха у плоской поверхности при различной интенсивности магнитогазодинамического взаимодействия // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43, вып. 23. С. 31–30. DOI: 10.21883/PJTF.2017.23.45273.16648.
29. **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. 28–32.
30. **Resler E. L., Sears W. R.** The prospects for magneto-aerodynamics // J. Aeronaut. Sci. 1958. V. 25. P. 235–258.
31. **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.
32. **Kemp N. H.** On hypersonic stagnation-point flow with a magnetic field // J. Aeronaut. Sci. 1958. V. 25, N 6. P. 405–407.
33. **Rosow W. J.** Magneto-hydrodynamic analysis of heat transfer near a stagnation-point // J. Aeronaut. Sci. 1958. V. 25, N 5. P. 334–335.
34. **Meyer R. C.** On reducing aerodynamic heat-transfer rates by magnetohydrodynamic techniques // J. Aerospace Sci. 1958. V. 25, N 9. P. 561–566.
35. **Битюрин В. А., Бочаров А. Н.** Об особенностях электромагнитной тепловой защиты спускаемого аппарата // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37, вып. 9. С. 70–74.
36. **Коротаяева Т. А., Фомичев В. П., Ядренкин М. А.** Численное и экспериментальное моделирование магнитогидродинамического взаимодействия при гиперзвуковом обтекании затупленного тела // ПМТФ. 2020. Т. 61, № 2. С. 8–18. DOI: 10.15372/PMTF20200202.

*Поступила в редакцию 14/V 2020 г.,
после доработки — 14/V 2020 г.
Принята к публикации 25/V 2020 г.*
