

03;12

Исследование магнитогидродинамического взаимодействия в сверхзвуковом потоке воздуха при $M = 8$

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

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: fomichev@itam.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 29 июня 2010 г.)

Экспериментально и численно исследовано влияние магнитогидродинамического взаимодействия, локализованного перед моделью, на положение присоединенного скачка уплотнения на клине. Исследования проведены в потоке воздуха с числом Маха 8. Показано, что при значении параметра гидромагнитного взаимодействия ~ 0.1 угол наклона скачка может быть увеличен на 10° . Исследования проведены при внешней ионизации потока электронным пучком и импульсным электрическим разрядом. Получено хорошее совпадение экспериментальных и численных результатов при обоих способах ионизации в условиях незначительного джоулева нагрева газа. Сделан вывод о слабом влиянии способа создания неравновесной проводимости потока на положение косоугольного скачка уплотнения на клине при одних и тех же значениях параметра гидромагнитного взаимодействия.

Введение

Освоение ближнего околоземного космического пространства для полетов с гиперзвуковыми скоростями инициировало продвижение плазменных технологий в аэрокосмические приложения. Это определяется прежде всего тем, что при гиперзвуковом движении на высоте 30–50 km скорость летательных аппаратов достигает величины более 2000 m/s, что позволяет использовать, в частности, магнитогидродинамические (МГД) способы управления.

Магнитная газодинамика низкотемпературной плазмы интенсивно развивалась в течение последних пятидесяти лет. Ее достижения достаточно полно отражены в монографиях [1–3] и в обзорах журнальных статей [4–6]. Импульсом для исследования МГД способа управления гиперзвуковыми потоками явилась концепция „Аякс“ [7,8], которая была предложена в Санкт-Петербургском научно-производственном объединении „Ленинец“. Впервые была выдвинута идея электромагнитного воздействия на газовый поток в двигательных системах летательных аппаратов с целью управления газовым потоком, инициализации и поддержания наиболее эффективных режимов горения, увеличения общей эффективности двигательных установок. Согласно этой концепции, гиперзвуковой летательный аппарат (ГЛА) является открытой неизолированной аэротермодинамической системой, в которой на всех этапах атмосферного полета часть кинетической энергии гиперзвукового воздушного потока, обтекающего ГЛА, ассимилируется бортовыми подсистемами и преобразуется в химическую или электрическую энергию, повышая общий ресурс аппарата.

Для преобразования энергии потока в электрическую могут использоваться МГД генераторы. В частности, МГД системы могут быть использованы для регулирования положения скачков уплотнения, возникающих

в полете на входе в воздухозаборник, что является одной из важнейших проблем сверх- и гиперзвуковой аэродинамики. При изменении высоты и скорости полета летательного аппарата положение скачков меняется, при этом изменяются полное давление в воздухозаборнике и расход кислорода при сгорании топлива. Система выходит из расчетного режима и возникает необходимость вернуть скачки в исходное положение. Регулировка входных устройств воздухозаборника путем изменения геометрических параметров становится затруднительной при гиперзвуковых скоростях полета, к тому же требует относительно больших затрат времени. Поэтому возникает необходимость разработки принципиально новых методов управления течением.

Теоретическим разработкам возможности МГД-управления положением скачков уплотнения на входе в воздухозаборник посвящено достаточно много работ, например [10–15]. Эти исследования показывают, что применение МГД систем позволяет изменять поток перед воздухозаборником на нерасчетных режимах полета. Немногие экспериментальные работы представлены в публикациях [16–18]. В [16] исследуется обтекание цилиндрического тела сверхзвуковым потоком при включении и выключении магнитного поля. Наблюдается сдвиг отошедшей ударной волны в присутствии азимутального магнитного поля, которое создается коаксиальным током, протекающим по поверхности тела. Достаточно близки к теме данной работы исследования [17,18], которые изучают возможность управления присоединенными скачками при помощи внешнего магнитного поля, причем в последней работе исследования проводятся в воздушном потоке.

Одним из самых серьезных препятствий на пути развития МГД систем управления является обеспечение и поддержание достаточного уровня проводимости потока, без которой невозможна организация эффективного МГД-взаимодействия. Характерное значение статиче-

ской температуры перед входом в тракт двигателя не превышает 2000 К. В этих условиях равновесная ионизация воздуха, а следовательно и проводимость, ничтожно малы. Необходима предварительная ионизация, которая может быть осуществлена инжекцией легко ионизируемой примеси, электронным пучком или электрическим разрядом. Эта проблема обсуждалась во многих работах, в частности в [8–10,19,20].

Созданная внешним источником ионизация потока и поддерживаемая им электрическая проводимость не являются равновесными по отношению к параметрам потока, поэтому следует говорить о плазменных гиперзвуковых потоках с неравновесной проводимостью. Рост температуры потока в результате МГД-взаимодействия не приводит к существенному увеличению проводимости потока, и величина электрического тока в плазме в области взаимодействия определяется только внешней ионизацией потока [14].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и численных исследований МГД-взаимодействия в потоке воздуха с $M_\infty = 8$ при предварительной внешней ионизации потока электронным пучком или импульсным электрическим разрядом.

Постановка задачи

Рассматривается обтекание тела ионизированным газом в электромагнитном поле. Цель исследования — определить степень влияния области МГД-взаимодействия на обтекание модели и возможность управления потоком. Работа содержит экспериментальное и численное исследование МГД-воздействия на положение косяка скачка уплотнения, генерируемого клином при его гиперзвуковом обтекании. Клин симметричный, с углом при вершине 30° . Параметры потока: число Маха $M \approx 8$, статическое давление 254 Па (1.9 Torr), плотность 0.5 kg/m^3 , температура 170 К. Статическое давление соответствует высоте примерно 41 km. Скорость потока около 2000 m/s. Рассматривается обтекание модели под нулевым углом атаки. Схема задачи приведена на рис. 1.

Из рисунка видно, что клин 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 внешним воздействием на поток. Протяженность области ионизации потока в направлении вектора скорости набегающего потока меньше трети длины грани клина. Внешняя цепь МГД-электродов — это либо коротко замкнутый виток, либо генератор сторонней ЭДС.

Предполагается, что интенсивность МГД-взаимодействия в сверхзвуковом потоке определяется величиной начальной проводимости и не зависит от способа ее

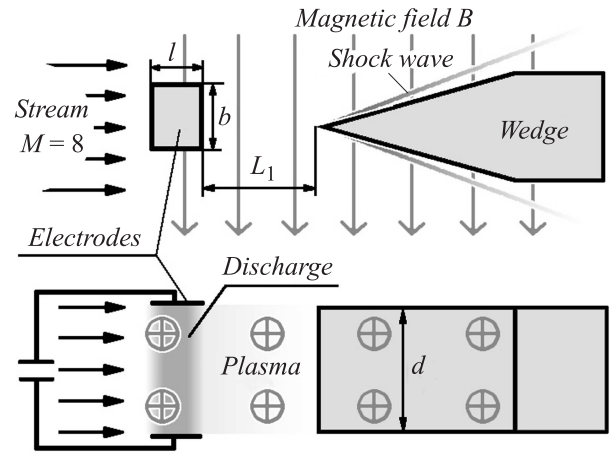


Рис. 1. Схема эксперимента.

получения. Рассмотрены два способа создания внешней ионизации: с помощью электронного пучка и импульсного разряда. В экспериментальных исследованиях использован электронный пучок либо импульсный электрический разряд, в численных исследованиях проводится моделирование электронного пучка. При этом сила МГД-воздействия на поток определяется величиной электрического поля в зоне воздействия и магнитной индукцией внешнего магнитного поля. Таким образом, интенсивность МГД-взаимодействия в экспериментальных исследованиях соотносится с величиной числа Стюарта, записанного с использованием измеряемого тока в цепи МГД-электродов

$$S = \frac{IB}{k b \rho w^2}.$$

Здесь I — величина тока, B — величина магнитной индукции, ρ — плотность газа в потоке, w — скорость потока, b — размер электрода в направлении, перпендикулярном потоку и вдоль магнитного поля, а коэффициент k учитывает отклонение эффективного сечения области разряда от площади электродов, которая равняется произведению bl . Этот коэффициент больше единицы и, вероятно, меньше 10. Величину k можно определить, либо используя фотографии разряда — по размеру области свечения, либо анализируя данные распределения тока в области МГД взаимодействия, полученные при численном моделировании. В зависимости от условий эксперимента значение коэффициента варьируется от 1.2 до 4.

Постановка задачи для численного исследования, так же как и определяющие параметры, соответствует условиям экспериментов. В качестве модели ионизации был рассмотрен электронный пучок, генерируемый электронной пушкой, использованной в экспериментах ИТПМ в 2003–2004 г. Расчеты проведены для электронного пучка с напряжением до $V = 20 \text{ kV}$ и плотностью тока до $J = 440 \text{ mA/cm}^2$. Для моделирования воздействия электронного пучка на поток используется простая модель. Ионизация молекул азота и кислоро-

да, 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 ценами, что в конечном итоге позволяет определить концентрацию электронов в электронном пучке и электронную температуру.

Исследования проводятся в предположении малых значений магнитных чисел Рейнольдса и высоких значений чисел Рейнольдса потока, что позволяет провести моделирование МГД-течения в рамках уравнений невязкого газа, дополненных обобщенным законом Ома и кинетическими уравнениями процессов, характерных для низкотемпературной плазмы. Параметр магнитного взаимодействия, выбранный в качестве критерия для оценки влияния электромагнитного поля на поток газа, при численном моделировании определялся как

$$S = \frac{\sigma B^2 l_x}{\rho w},$$

где l_x — продольный размер области МГД-взаимодействия, σ — удельная электрическая проводимость.

Экспериментальное исследование МГД-взаимодействия

Экспериментальное исследование МГД-взаимодействия проводилось на МГД-стенде, созданном на базе ударной трубы [18,20]. Схема стенда приведена на рис. 2.

Газ, нагретый за отраженной волной в форкамере, разгоняется до $M = 8$ в сопле газодинамической установки. Поперечное сечение потока — круглое с диаметром 105 мм. Экспериментальный стенд позволяет моделировать натурные параметры гиперзвукового потока, характерные для высоты 30–50 км. Магнитное поле до 2.5 Т в объеме диаметром 180 мм и высотой 200 мм создается электромагнитом. Относительно компактный электромагнит постоянного тока работает со значительной тепловой нагрузкой при плотности тока до 20 А/см². При максимальном токе 750 А время работы при нагреве до 60°C составляло 5 min. Корпус магнита, выполненный из стали марки С10 с толщиной стенок до 100 мм при токе выше 500 А, насыщался в областях, прилегающих к катушкам. Корпус выполнял функцию экрана для магнитного поля вне объема, занятого катушками.

Условия эксперимента позволяют изучать квазистационарный и нестационарный режимы потока, когда продолжительность МГД-воздействия больше или меньше времени прохождения потока над поверхностью клина.

Внешняя ионизация потока электронным пучком либо электрическим разрядом осуществлялась в течение 100 μs. Электронный пучок, генерируемый электронной пушкой с напряжением на аноде до 120 кV, подавался в экспериментальный объем камеры Эйфеля аэродинамической установки вдоль магнитного поля и

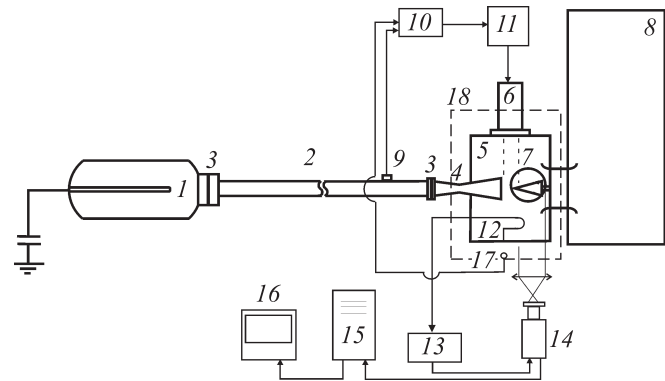


Рис. 2. Схема экспериментального стенда: 1 — камера высокого давления с энергоподводом; 2 — канал ударной трубы; 3 — диафрагма; 4 — сверхзвуковое сопло; 5 — экспериментальная секция; 6 — устройство ионизации потока; 7 — обтекаемая модель; 8 — вакуумная камера; 9 — пьезодатчики давления или ионизационные датчики; 10 — генератор импульсов; 11 — источник питания электронной пушки; 12 — датчик тока ионизации; 13 — блок синхронизации видеокамеры; 14 — видеокамера; 15 — компьютер; 16 — монитор; 17 — оптический датчик; 18 — электромагнит.

далее в поток через окно с фольгой из титана или из сплава алюминия с бериллием толщиной 20 μm. Электрическая проводимость потока при ионизации электронным пучком в области МГД-электродов была 1–10 См/м [21]. Ионизация потока электрическим разрядом осуществлялась с использованием генератора импульсного тока, собранного по схеме длинной линии, с напряжением на конденсаторах 1–4 кV. Ионизирующий разряд происходил между МГД-электродами. Схема эксперимента показана на рис. 1. Она идентична описанной в [18]. Величина электрической проводимости потока, ионизованного электрическим разрядом, была около 10–100 См/м [18]. Эксперименты при ионизации потока электронным пучком осложнялись разрушениями фольги окна вывода пучка в поток. Достоверными данными были результаты нескольких экспериментов, один из которых представлен точкой 2 на рис. 3.

В каждом эксперименте измерялись параметры, позволяющие изучать МГД-взаимодействие. Давление и температура торможения потока P_0 и T_0 — параметры в форкамере сопла определялись по измерениям скорости движения фронта ударной волны в канале ударной трубы и величине давления в форкамере, с использованием пьезоэлектрических датчиков давления. Расчеты с использованием газодинамических функций позволяли вычислить параметры потока на срезе сопла.

Рабочие параметры предионизатора определялись по измерениям тока и напряжения импульсного разряда. Ток измерялся с помощью высокочувствительных трансформаторов; напряжение измерялось с использованием делителя напряжения с индуктивностью на выходном канале.

Параметры МГД-взаимодействия рассчитывались по величине полного тока, измеренного в зоне взаимодействия и напряжения на МГД-электродах. Все измерения электрических параметров проведены с использованием трансформаторов тока, которые позволяют передать сигнал на осциллограф без гальванической связи в диапазоне чувствительности от 100 до 10^7 Hz.

Для оптической визуализации косоугольного скачка, создаваемого клином, использовалось шлирен-фотографирование потока с использованием АТВ (адаптивный визуализирующий транспарант) [22].

Положение скачков определяется по двум фотографиям, полученным двумя камерами. Первое изображение регистрировалось до включения преионизаторов; второе — с задержкой $0-150 \mu\text{s}$, от момента начала ионизации потока. На рис. 4 представлены типичные фотографии потока без магнитного поля (*a*) и с магнитным полем (*b*). По фотографиям были определены углы наклона косоугольного скачка на клине при различных величинах магнитной индукции.

На рис. 3 представлены зависимости величины угла наклона косоугольного скачка уплотнения от величины магнитного поля при ионизации потока импульсным электрическим разрядом, точки 1. Эксперименты при ионизации потока электронным пучком осложнялись разрушениями фольги окна вывода пучка в поток. Достоверными данными были результаты нескольких экспериментов, один из которых представлен точкой 2 на рис. 3. При ионизации электронным пучком в потоке создавалась проводимость около 2 Sm/m . При ионизации потока электрическим разрядом напряжение на электродах подавалось от того же генератора высоковольтных импульсов напряжения, которым производилось питание электронной пушки. Длительность импульса напряжения $60 \mu\text{s}$, величина импульса напряжения уменьшалась

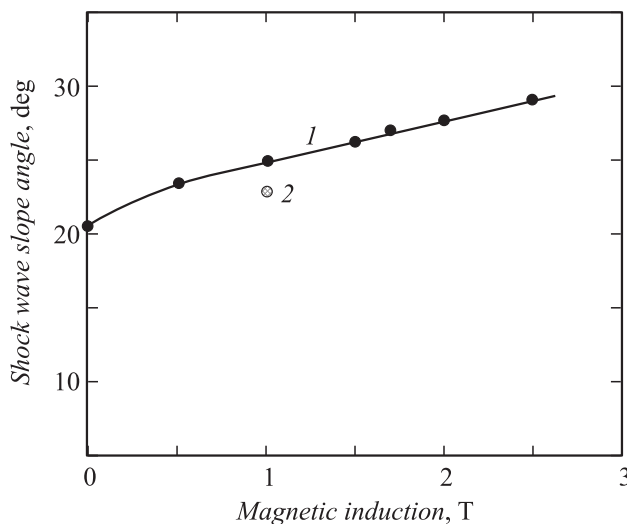


Рис. 3. Величины угла наклона косоугольного скачка на клине в зависимости от величины внешнего магнитного поля: 1 — в эксперименте с ионизацией потока импульсным разрядом, 2 — при ионизации потока электронным пучком.

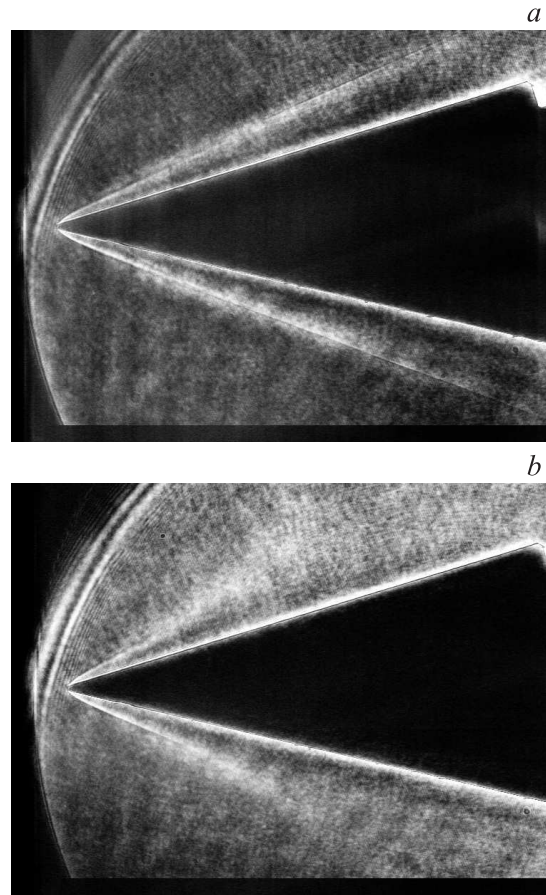


Рис. 4. Типичные шлирен-фотографии потока без магнитного поля (*a*) и с магнитным полем (*b*).

до 2 kV . В гиперзвуковом потоке наблюдался объемный разряд между электродами. Ток разряда достигал 110 A , напряжение 614 V . При этом проводимость в потоке без магнитного поля была около 30 Sm/m .

Синхронизация работы всех блоков и измерительных систем обеспечивает точность в $1 \mu\text{s}$. Точность измерений определялась точностью электронных устройств и датчиков, используемых в эксперименте (пьезоэлектрические преобразователи и трансформаторы тока), такие ошибки составляют менее 10% .

Численное исследование МГД-взаимодействия

Рассматривается обтекание тела гиперзвуковым ионизованным газом в электромагнитном поле. Постановка задачи для численного моделирования, так же как и определяющие параметры моделирования, определяется условиями экспериментов. В качестве простейшей модели воздухозаборника рассматривается клин конечной ширины с углом полураствора 15° . Условия в набегающем потоке соответствуют условиям полета с числом Маха $M = 8$ на высоте $30-50 \text{ km}$. В работе моделируется внешняя ионизация электронным пучком.

Электронный пучок расположен перед клином. Ток, возникающий в электронном пучке, направлен по нормали к набегающему на клин потоку. Форма электронного пучка определяется формой выходного окна, использованного в эксперименте. Таким образом, принятые размеры пучка: ширина — $H_z = 0.1$ м, толщина — $H_x = 0.014$ м. Предполагается, что пучок достаточно мощный. В результате он пересекает расчетную область насквозь, плотность тока в пучке практически постоянно по высоте (вдоль оси Y), распределение плотности в поперечном сечении электронного пучка подчиняется распределению Гаусса. Магнитное поле направлено по нормали к набегающему потоку, вдоль электронного пучка. Величина магнитной индукции изменяется в диапазоне 1–3 Т.

Для численного моделирования принята декартова система координат: ось X направлена вдоль набегающего потока, Y — по нормали к потоку и вдоль пучка, Z образует правую тройку. Исходными уравнениями являются трехмерные уравнения Эйлера. Система уравнений, описывающая движение невязкого, нестационарного газа, дополнена 38 кинетическими уравнениями для 21-компонентной смеси, для того чтобы учесть физико-химические процессы, которые могут происходить в потоке в результате воздействия на него электронного пучка. Учтены реакции 5 типов:

- 1) химические реакции и реакции диссоциации;
- 2) реакции ионизации при соударениях нейтральных частиц;
- 3) реакции ионизации электронным ударом;
- 4) реакции присоединения электрона и образования озона;
- 5) возбуждение колебательных степеней свободы электронным ударом.

Список реакций и константы прямых и обратных реакций приведены в [23–25].

Изменения энергии, возможные вследствие химических превращений и джоулева тепла, учтены соответствующими членами в уравнении сохранения энергии, влияние электромагнитных сил определено соответствующими членами в уравнении сохранения количества движения.

Для моделирования воздействия электронного пучка на поток используется простая модель. Плотность электронов в электронном пучке определяется параметрами электронной пушки, используемой для ионизации потока. Ионизация молекул азота и кислорода, диссоциация, возбуждение колебательных степеней свободы и электронное возбуждение молекул азота и кислорода определяются потерями энергии в пучке [23–27]:

$$-\frac{dE}{dy} = 2\pi \frac{Zne^4}{mv^2/2} \ln\left(\frac{E}{I_0Z}\right),$$

где Zn — полное число электронов в единице объема, I_0 — потенциал ионизации водорода, $mv^2/2$ — энергия налетающего электрона, e — заряд электрона. Затраты энергии на каждый процесс определяются в

соответствии с [27], что в конечном итоге позволяет определить концентрацию электронов в электронном пучке и электронную температуру. Химические реакции в низкотемпературной плазме [23,24] определяют концентрации остальных компонент смеси.

Как было отмечено выше, магнитное поле постоянно во всей области решения, значение магнитной индукции задано. Задача решается в приближении малых чисел Рейнольдса, т.е. считается, что значение магнитной индукции не зависит от газодинамических параметров. В этом случае нет необходимости рассматривать все уравнения Максвелла, можно учитывать лишь обобщенный закон Ома.

Запишем исходную систему уравнений в „терминах“ метода, который используется для получения численного решения. Пусть $G_m(\cdot)$ есть аналог оператора Гамильтона (∇):

$$G_m(\cdot) = \int_s \frac{(\cdot)d\mathbf{S}}{V}.$$

$$\text{grad}(\varphi) \approx G_m\varphi \equiv G_m(\varphi), \quad \text{div}(\mathbf{F}) \equiv G_m(\mathbf{F}),$$

$$(\bar{w} \cdot \text{grad})\mathbf{F} \approx (\bar{w} \cdot G_m)\mathbf{F},$$

тогда система уравнений для рассматриваемой задачи в терминах метода конечных объемов примет вид:

Уравнение неразрывности для смеси в целом

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + G_m(\rho \bar{w}) = 0. \quad (1)$$

Уравнение сохранения количества движения

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + (\bar{w} G_m)\bar{w} + \frac{1}{\rho} G_m(p) = \bar{J} \times \bar{B}. \quad (2)$$

Уравнение сохранения энергии

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + G_m(f_s) \cdot \bar{w} = G_m q + \frac{J'^2}{\sigma} + \varepsilon_1, \quad (3)$$

где $G_m q$ — поток тепла, полученный из решения уравнения теплопроводности, J'^2/σ , ε_1 — джоулев нагрев и вклад химических реакций соответственно.

Уравнение неразрывности для i -компоненты смеси

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + \bar{w} G_m(C_i) = \sum_{j=1}^J \left(\frac{\gamma_{ri} - \gamma_i}{\gamma_i \tau} b \right), \quad (4)$$

$C_i = \ln(\rho_i/M_i\rho)$, $\gamma_i = (\rho_i/M_i\rho)$, γ_{ri} есть равновесное значение γ_i в r -й реакции, обобщенный закон Ома

$$j = \sigma(\mathbf{E} + \bar{w} \times \mathbf{B}) - \Omega \frac{(\bar{J} \times \bar{B} + G_m p_e)}{|\mathbf{B}|}, \quad (5)$$

где p_e — электронное давление. В слабоионизованной плазме степень ионизации $\alpha < 10^{-4}$, следовательно, можно пренебречь током конвекции и сдвига по сравнению с током проводимости и индукции. В этом случае $p_e \approx ap$. Здесь ρ , w — плотность и скорость газа

соответственно, σ — электрическая проводимость газа, B — магнитная индукция, E — напряженность электрического поля, σE — ток проводимости, $\sigma(\bar{w} \times \mathbf{B})$ — индуктивный ток, Ω — параметр Холла.

Система законов сохранения дополнена уравнением состояния для смеси в целом

$$p = (\gamma - 1)\rho e.$$

Параметры, входящие в систему уравнений, безразмерены следующим образом: L — характерная длина; $\rho_0 = \rho_\infty$; $w_0 = w_\infty$; $p_0 = p_\infty w_\infty^2$; $t_0 = w_0/L_0$; $T_0 = T_\infty$; $e_0 = w_\infty^2$; $S_0 = w_0^2$; $B_0 = \sqrt{\mu_e \rho_0 w_0^2}$; $j_0 = \sigma w_0 B_0$; $H_0 = B_0/\mu_e$; $E_0 = V_0 B_0$; $F_0 = R_\sigma \rho_0 w_0^2/L_0$.

Таким образом, в качестве газодинамической модели принята модель невязкого, теплопроводного, неравновесного, реагирующего газа.

Обычный вид граничных условий для уравнений газовой динамики используется на всех границах. Магнитное поле постоянно везде, включая границы. Граничные условия для электрического поля определены уравнениями для плотности тока на границах счетной области. Расчетная область для электрического поля представляет собой токопроводящий канал с резкими границами с нейтральным газом. Таким образом, в качестве граничных условий для решения уравнения целесообразно выбрать равенство нулю электрического тока [1]. Для входной и выходной границ расчетной области имеем

$$J_x = 0 = \frac{\partial \phi}{\partial x} + \Omega \frac{\partial \phi}{\partial z} + B_y(\Omega V_z - V_z),$$

для левой и правой границ

$$J_z = 0 = \frac{\partial \phi}{\partial z} - \Omega \frac{\partial \phi}{\partial x} + B_y(\Omega V_z + V_x),$$

для нижней и верхней границ

$$J_y = 0 = \frac{\partial \phi}{\partial y}.$$

На части границ, занятой электродами, $\phi = \phi_i$. На поверхности клина выбор граничных условий зависит от материала. Например, считая клин металлическим, необходимо положить $\phi = 0$.

Численное решение системы уравнений (1)–(4) получено методом конечных объемов, который подробно описан в [28].

Для решения обобщенного закона Ома использован метод счета на установление. Эволюционная по отношению к уравнению (5) задача решена методом прогонки по схеме Кранка–Николсона [29] путем приближенной одномерной факторизации.

На рис. 5 представлен пример найденных распределений параметров электрического поля и плотности тока между электродами в плоскости, перпендикулярной потоку.

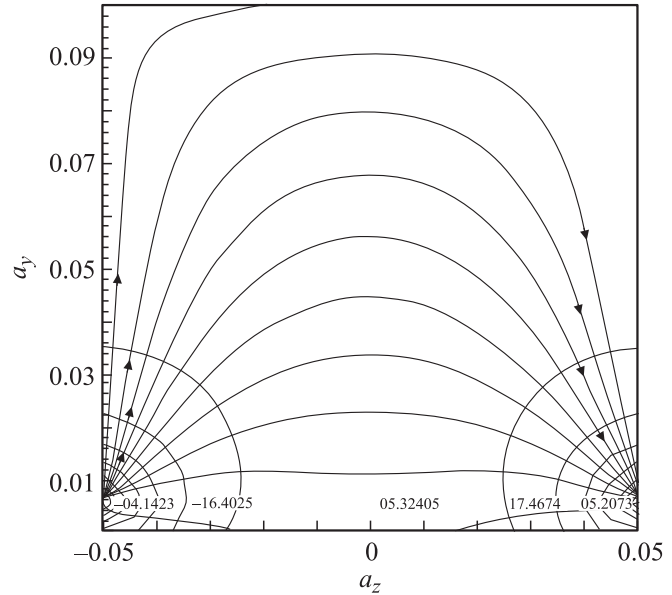


Рис. 5. Распределение напряжения электрического поля и плотности тока между электродами в плоскости, перпендикулярной потоку.

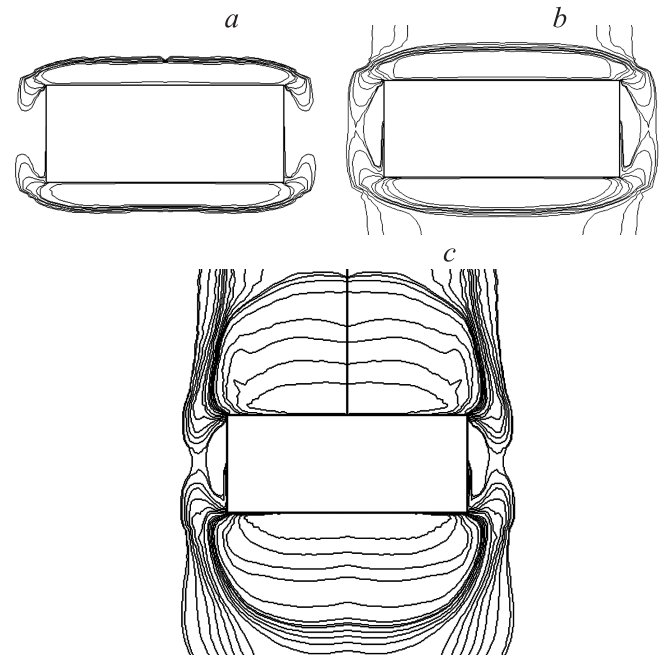


Рис. 6. Распределения давления над поверхностью клина в плоскости, перпендикулярной потоку на расстоянии 0.75 длины ребра клина от вершины для трех значений параметра гидромагнитного взаимодействия: a — 0.0025, b — 0.025, c — 0.25.

Можно видеть, что распределение давления в плоскости сечения имеет двумерный характер. Кривизна скачка увеличивается с ростом параметра магнитного взаимодействия. Эта картина течения, полученная численно, позволяет понять теневую картину, полученную экспериментально. В эксперименте шпирен-система фиксирует смещение скачка, усредняя его по длине луча. Этим, вероятно, объясняется размытое изображение скачка, зарегистрированное на рис. 4, *b*.

Обсуждение полученных результатов

Результаты экспериментальных и численных исследований можно сравнить по величине угла отклонения косоугольного скачка уплотнения, генерируемого клином. На рис. 7 проведено такое сравнение при изменении величины магнитной индукции. Величины углов отклонения косоугольного скачка уплотнения на клине, полученные численно при ионизации потока электронным пучком (кривая 1) и экспериментально при ионизации потока электрическим разрядом между МГД-электродами (точки 2), хорошо совпадают при величинах магнитной индукции 1.5–2.5 Т. Можно видеть хорошее совпадение результатов в точке 3, соответствующей ионизации потока в эксперименте электронным пучком. Отклонение экспериментальных значений углов от численных при величине магнитной индукции менее 1 Т может свидетельствовать о более высокой температуре потока в области ионизации, вызванной электрическим разрядом. Поскольку величина угла наклона скачка на клине является функцией числа Маха, то увеличение угла может быть вызвано как уменьшением скорости потока из-за его торможения, так и увеличением температуры потока и скорости звука в результате джоулева нагрева газа. Ионизация потока электронным пучком, при котором основной механизм появления электронов — это

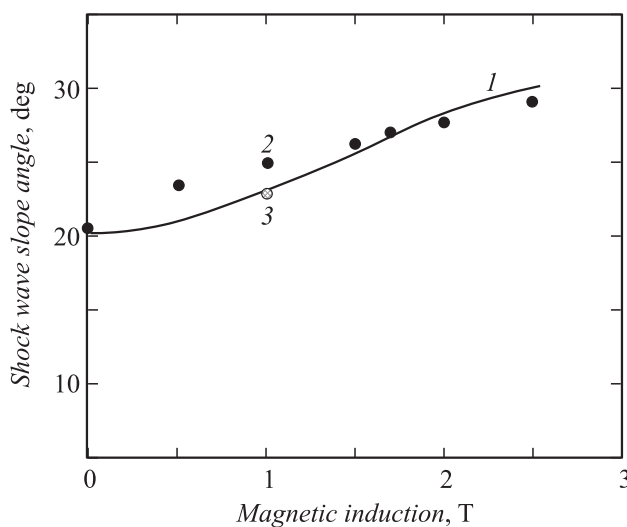


Рис. 7. Зависимость угла наклона косоугольного скачка на клине в зависимости от магнитного поля. 1 — расчет; 2 — эксперимент. Точка 3 получена в эксперименте с электронным пучком.

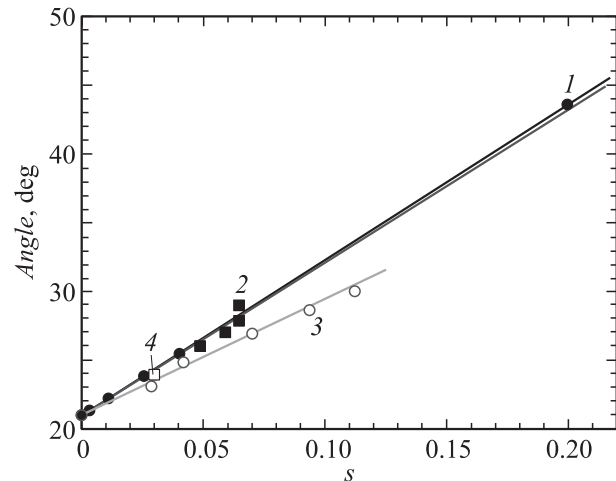


Рис. 8. Сравнение результатов численных и экспериментальных исследований, ионизация потока производилась электронным пучком.

электронный удар, вызывает меньший нагрев газа по сравнению с ионизацией электрическим разрядом, при котором температура газа выше.

В ходе детального сравнения экспериментальных и численных результатов были получены графики зависимости наклона угла скачка на клине от значения параметра гидромагнитного взаимодействия — числа Стюарта, они показаны на рис. 8. Кривая 1 получена численно при ионизации потока электронным пучком, 2 — экспериментально в 2008 г., 3 — экспериментально в 2007 г., 4 — экспериментально в 2004 г., ионизация потока электронным пучком; результаты 2 и 3 получены при ионизации потока электрическим разрядом. Можно видеть хорошее совпадение результатов экспериментальных и численных исследований. Из этого факта можно сделать вывод, что способ создания неравновесной проводимости в потоке при слабом влиянии джоулева нагрева не влияет на величину изменения угла наклона присоединенного скачка уплотнения на клине при локальном МГД-взаимодействии перед моделью, по крайней мере в условиях данного эксперимента.

Заключение

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и численных исследований МГД-взаимодействия в потоке воздуха с $M = 8$ при предварительной внешней ионизации потока электронным пучком или импульсным электрическим разрядом. Показано, что область магнитогазодинамического взаимодействия, локализованного перед телом в гиперзвуковом потоке, приводит к изменению положения косоугольного скачка, генерируемого клином, при внешней ионизации потока.

В качестве критерия для оценки влияния магнитного поля на поток газа был выбран параметр магнитного взаимодействия (число Стюарта). Показано, что в слу-

чаях, когда вклад джоулева нагрева невелик, при одних и тех же значениях числа Стюарта при использовании различных способов моделирования неравновесной проводимости в экспериментах и расчетах результаты МГД-воздействия на положение косоугольного скачка уплотнения хорошо совпадают.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы президиума РАН П 09, подпрограмма № 2 и программы президиума РАН П 11, проект № 14.

Список литературы

- [1] Шерклиф Д. Курс магнитной гидродинамики. М.: Мир, 1967.
- [2] Sutton G., Sherman A. Engineering Magnetohydrodynamics. NY: McGraw-Hill, 1965.
- [3] Anderson J.D. Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics. NY: McGraw-Hill, 1989.
- [4] Shang J.S. // Progress in Aerospace Sci. 2001. Vol. 37. P. 1–20.
- [5] Knight D., Kuchinskiy N., Kuranov A., Sheikin E. // Proc. Forth Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 9–11 April, 2002.
- [6] Bletzinger P., Ganguly B.N., Van Wie D., Garscadden A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. 33–57.
- [7] Gurijanov E.P., Harsha Ph.T. // AIAA Paper. 1996. N 96. P. 4609.
- [8] Фриштадт В.Л., Куранов А.Л., Шейкин Е.Г. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 11.
- [9] Bityurin V.A., Bocharov A.N. MHD flow control in hypersonic flight. AIAA-2005-3225. 2005.
- [10] Brichkin D.I., Kuranov A.L., Sheikin E.G. // AIAA Paper. 1998. N 98. P. 1642.
- [11] Bruno C., Crysz P.A. // Int. Soc. Air Breathing Engines. 2001. N 2001–1230.
- [12] Vatazhin A., Kopchenov V., Gousskov O. // The 2nd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications. M. Institute High Temperature of RAS (IVTAN), 2000. P. 56–63.
- [13] MacCormack R.W. // AIAA Paper N 2008–4010. 2006.
- [14] Macheret S., Shneider M., Miles R. // AIAA Paper N 99–4800. 1999.
- [15] Park C., Bogdanoff D., Mehta U. // AIAA Paper N 2001–0792. 2001.
- [16] Bityurin V.A., Baranov D.S., Bocharov A.N., Lineberry J. // Proc. 5th Int. Workshop on Magneto and Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications. M.: IVTAN, 2003. P. 109–125.
- [17] Bobashev S.V., Mende N.P., Sakharov V.A., Van Wie D.M. // AIAA 2003–169. 2003.
- [18] Fomin V.M., Fomichev V.P., Korotaeva T.A., Maslov A.A., Pavlov A.A., Pavlov A.A., Pravdin S.S., Shashkin A.P., Yakovlev V.I., Malmuth N.D., Smereczniak P., Silkey J.S. // AIAA 2007–1376. 45th AIAA Aerospace Sci. Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, 2007. 11 p.
- [19] Macheret S.O., Shneider M.N., Candler G.V. // AIAA 2004–1024. 2004.
- [20] Golovnov I.A., Pozdnyakov G.A., Pravdin S.S., Podzin V.E., Pushkareva T.I., Fomin V.M., Fomichev V.P., Yakovlev V.I. Test rig for experimental simulation and study of the MHD-interaction in a hypersonic flow. Preprint № 7-2003. ITAM SB RAS. 2003.
- [21] Fomin V., Fomichev V., Golovnov I., Korotaeva T., Pozdnyakov G., and Malmuth N. // AIAA 2004–1193.
- [22] Pavlov A.A., Pavlov A.A., Golubev M.P. Use of AVT for gas flow visualization. ICMAR 2008.
- [23] MHD-control of a flow around a wedge. Report ITAM EB-2000. 62 p.
- [24] MHD-control of a flow around a wedge. Report ITAM EB-2001. 2001. 42 p.
- [25] MHD-control of a flow around a wedge. Report ITAM EB-2002. 2002. 64 p.
- [26] Мигдал А.В. Количественные методы в квантовой теории. М.: Физматлит, 1975.
- [27] Коновалов В.П., Сон А.Е. // Химия плазмы. 1987. Т. 14. С. 194–227.
- [28] Fomin V.M., Maslov A.A., Korotaeva T.A., Shashkin A.P. // CFD J. Special Issue. 2003. Vol. 12. N 2.
- [29] Eremkin A.B., Korotaeva T.A., Maslov A.A., Fomin V.M., Shashkin A.P. // Computational technologies. 2006. Vol. 11. Pt. 1. P. 63–73.