

Сверхзвуковое обтекание тела при воздействии электрического и магнитного полей

© Т.А. Лапушкина, А.В. Ерофеев, С.А. Поняев

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

(Поступило в Редакцию 24 августа 2010 г.)

Исследуется возможность управления ударно-волновыми конфигурациями, возникающими в сверхзвуковых потоках, немеханическими способами, а именно электрогазодинамическим (ЭГД) и магнитогазодинамическим (МГД) методами. Действие ЭГД метода связано с нагревом потока при помощи газового разряда, МГД воздействие на поток осуществляется за счет действия силы Лоренца, возникающей в газовом разряде при включении внешнего магнитного поля. Исследовано влияние газового разряда и МГД взаимодействия на положение отошедшей ударной волны, возникающей при обтекании полуцилиндрического тела сверхзвуковым потоком ксенона. Разряд организуется непосредственно в приповерхностной области передней кромки тела и исследуется изменение положения ударной волны обтекания при изменении интенсивности разряда (при увеличении ЭГД воздействия), а также при включении внешнего магнитного поля (при усилении МГД воздействия). Представлены также предварительные данные аналогичных исследований при обтекании тела воздушным сверхзвуковым потоком.

Введение

Актуальность проблемы управления сверхзвуковыми течениями не снижается несмотря на большое количество научных работ в области аэродинамики, плазмодинамики и газового разряда. Данная работа является продолжением работ [1–3] по исследованию возможности управления ударно-волновыми конфигурациями немеханическими способами. Рассматриваются два типа воздействия на структуру сверхзвукового течения: электрогазодинамический (ЭГД), осуществляемый за счет нагрева газа электрическим полем в газовых разрядах большой интенсивности и магнитогазодинамический (МГД) метод, возможный вследствие действия силы Лоренца, возникающей при замыкании магнитоиндуцированного или организованного в газовом разряде электрического тока в поперечном внешнем магнитном поле.

Цель работы на данном этапе — показать возможность управления положением головной ударной волны, возникающей при обтекании модели сверхзвуковым потоком, ЭГД и МГД воздействием при организации поверхностного разряда у передней кромки тела за ударной волной. Основные задачи работы — исследовать, как меняется положение ударной волны:

1) при увеличении интенсивности поверхностного разряда на передней кромке модели и параметра ЭГД воздействия, а именно отношении нагрева газа в разряде к удвоенной кинетической энергии потока в единице объема $N = \frac{jE\Delta t}{\rho u^2}$;

2) при усилении МГД воздействия в приповерхностной области за ударной волной за счет увеличения параметра Стюарта, а именно отношения работы силы Лоренца на длине зоны взаимодействия к удвоенной кинетической энергии потока в единице объема $St = \frac{jBL}{\rho u^2}$.

Здесь j — плотность тока, E — напряженность электрического поля, Δt — время воздействия, B — магнитная индукция, L — ширина зоны взаимодействия, ρ и u — плотность и скорость набегающего потока.

Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке, созданной на базе ударной трубы. На рис. 1 представлена схема газодинамического тракта. К торцу камеры низкого давления присоединена рабочая камера, представляющая собой сверхзвуковое симметричное сопло с углом наклона стенок относительно оси 11° . В верхние и нижние стенки сопла вмонтирован набор латунных электродов. На оси сопла на расстоянии 20 см от входа помещен полуцилиндр с радиусом закругленной части 1.5 см и длиной 3.8 см. На рисунке схематично изображена отошедшая ударная волна, образующаяся при сверхзвуковом обтекании полуцилиндра. Установка дополнительно включает в себя систему генерации газового разряда на основе длинных линий, рассчитанных на организацию

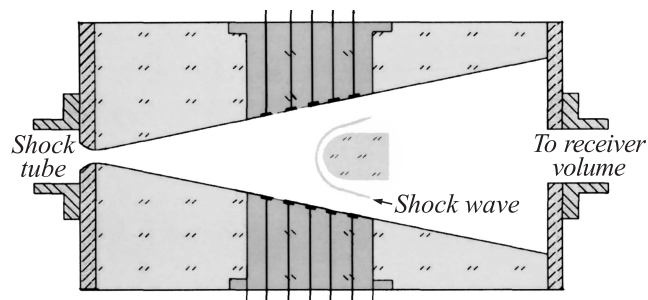


Рис. 1. Схема установки.

токовых импульсов в потоке длительностью до $600 \mu\text{s}$, а также систему организации импульсного однородного поперечного магнитного поля во всей области течения с магнитной индукцией до 1.5 T и длительностью стационарной области воздействия около $600 \mu\text{s}$.

В качестве рабочего газа при исследовании использовался инертный газ ксенон, что позволяет моделировать электрогазодинамическое и магнитогидродинамическое воздействие на сверхзвуковое обтекание головных частей летательных аппаратов без дополнительных энергетических затрат на ионизацию, которая требуется при проведении экспериментов на воздухе. Для исследования был выбран следующий режим работы ударной трубы, характеризующийся так называемой сшитой контактной поверхностью в районе торца трубы: давление толкающего газа водорода $p_4 = 2.1 \text{ MPa}$, давление в камере низкого давления $p_2 = 3.0 \text{ kPa}$, число Маха ударной волны в ударной трубе $M_2 = 8$. Данный режим позволяет получать в сопле однородный поток ионизованного ксенона длительностью до $600 \mu\text{s}$.

Особенность используемых в работе газовых разрядов состоит в том, что разряд зажигается уже при наличии проводимости в потоке. Созданная в ударной трубе пробка ударно сжатого газа тормозится в торце трубы, термически нагревается за счет перехода кинетической энергии потока в тепло, при этом создается равновесная ксеноновая плазма со следующими параметрами: температура атомов и электронов $T_5 = 9600 \text{ K}$, проводимость $\sigma_5 = 3600 \text{ S/m}$, степень ионизации $\alpha_5 = 5 \cdot 10^{-2}$. При движении по соплу газ расширяется, при этом за счет относительно большого времени релаксации ксенона [4] газовая температура спадает быстрее, чем температура электронов. В результате до включения газового разряда на тело уже набегаает поток неравновесной плазмы со следующими параметрами: число Маха $M = 4.3$, температура газа $T_h = 1600 \text{ K}$, температура электронов $T_e = 4600 \text{ K}$, проводимость $\sigma = 600 \text{ S/m}$, степень ионизации $\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$, скорость потока $u = 1.6 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, плотность газа $\rho = 0.127 \text{ kg/m}^3$. Удвоенная кинетическая энергия потока в единице объема $\rho u^2 = 3.25 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$.

Визуализация течения осуществлялась при помощи шпирен-системы с подсветкой от полупроводникового лазера с электронно-лучевой накачкой и длительностью импульса 20 ns . Шпирен-картины регистрировались непосредственно на матрицу цифрового фотоаппарата Canon EOS 300D. Основным препятствием для получения качественных снимков было сильное собственное свечение плазмы. Для его уменьшения устанавливался фильтр, имеющий полосу пропускания в области длины волны излучения лазера 656 nm , а перед ножом помещался коллиматор. По картинам течения в разных экспериментах определялось расстояние d вдоль оси сопла от носика тела до отошедшей ударной волны и исследовалось изменение положения головной волны в зависимости от организованных условий обтекания.

Поверхностный разряд на передней кромке модели

Для исследования влияния поверхностного разряда на положение головной ударной волны была изготовлена полуцилиндрическая модель с вмонтированными электродами. Electroды горизонтально расположены на поверхности цилиндрической области тела, это видно из рис. 2. При организации разряда через эти электроды газоразрядный ток охватывает поверхность носовой части тела по полукруговой траектории, как показано на рис. 3. При включении внешнего поперечного магнитного поля на газ будет действовать сила Лоренца в направлении от тела. При смене полярности источника напряжения ток изменяет направление на противоположное, при этом сила Лоренца будет направлена к телу. Таким образом, используя поверхностный разряд и внешнее магнитное поле, можно управлять положением головной ударной волны, прижимая или отжимая газ от поверхности тела в зависимости от направления течения тока.

Поверхностный разряд в носовой части тела создается при помощи источника тока, а именно длинной линии, подключенного через диагностическое сопротивление R к электродам на модели, как схематически показано на рис. 3. Перед экспериментом длинная линия заряжается до заданного напряжения. Разряд инициируется приходом ионизованного потока в область между электродами, что позволяет избежать включения в цепь до-

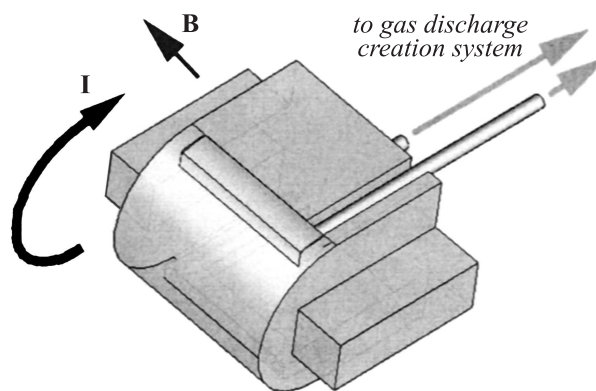


Рис. 2. Вид исследуемого тела с горизонтальными электродами.

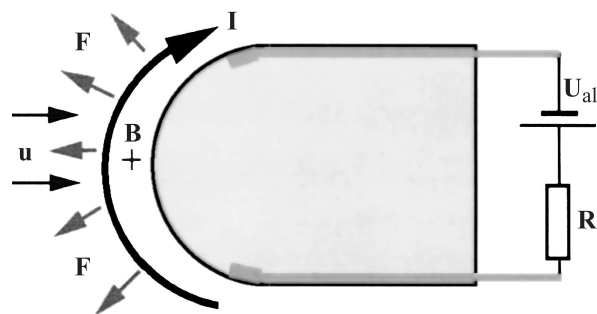


Рис. 3. Иллюстрация действия силы Лоренца при поверхностном разряде.

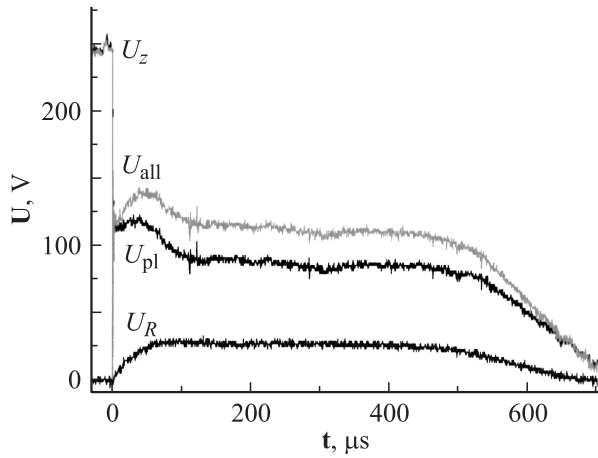


Рис. 4. Напряжения, подаваемые в цепь.

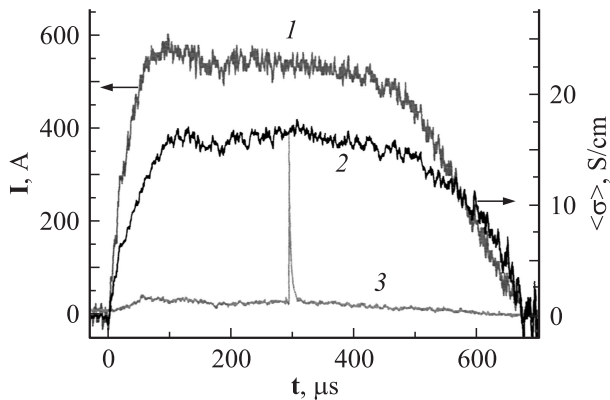


Рис. 5. Осциллограммы разрядного тока (I) и проводимости (2) ксеноновой плазмы при поверхностном разряде, кривая 3 — световой импульс диагностического лазера.

полнительного электрического ключа, которым является плазменный поток. В этой части работы приводятся экспериментальные данные по исследованию ЭГД и МГД воздействия на параметры обтекания при такой организации разряда.

На рис. 4 приведены осциллограммы напряжения, поступающего в цепь при разряде, где U_z — зарядное напряжение длинной линии, U_{all} — общее напряжение с длинной линии, поступающее в цепь, U_{pl} — напряжение на плазменном промежутке, U_R — напряжение на диагностическом сопротивлении $R = 0.05 \Omega$.

На рис. 5 можно видеть, как при этом меняются со временем ток разряда I (верхняя линия) и интегральная проводимость плазмы $\langle\sigma\rangle$ (средняя кривая). Величина тока в разных экспериментах менялась изменением величины зарядного напряжения длинной линии. Продолжительность разряда определялась временем обтекания модели плазменной средой, т.е. величиной пробки ионизованного газа. Время формирования отошедшей ударной волны у модели порядка $100 \mu s$ от начала обтекания, последующие $400 \mu s$ — время стационарного обтекания модели. Именно в этой области происходит

диагностика течения. Световой импульс осветительного лазера шлирен-системы показан нижней кривой на рис. 5. Шлирен-картина фиксируется в области стационарного обтекания через $300 \mu s$ после начала течения.

Изменение направления разрядного тока осуществляется изменением полярности подключения длинной линии. Когда ток протекает от нижнего электрода к верхнему, как на рис. 3, это подключение 1. В этом случае при включении магнитного поля сила Лоренца будет направлена в сторону от модели. При организации тока от верхнего электрода к нижнему (подключение 2) действие силы Лоренца меняет свое направление в сторону модели. Меняя величину поверхностного разрядного тока и его направление, меняем интенсивность и направление ЭГД и МГД воздействия на положение головной ударной волны и параметры обтекания.

На рис. 6 представлены интегральные картины свечения плазмы в приповерхностной области при осуществлении разряда различной интенсивности в отсутствие магнитного поля. Видно, что свечение охватывает переднюю кромку модели, оно диффузно и по мере роста разрядного тока интенсивность свечения увеличивается. При этом увеличивается и проводимость плазмы в разрядном промежутке. Зависимость проводимости плазмы от разрядного тока приведена на рис. 7. Точками разной

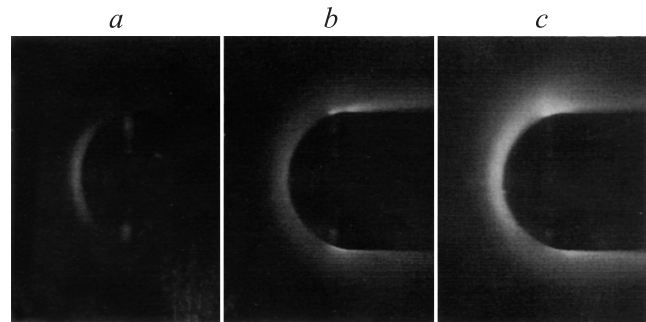


Рис. 6. Свечение плазмы при разряде разной интенсивности в отсутствие магнитного поля. a — $j = 0$; b — $2.2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$, c — $6.9 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$.

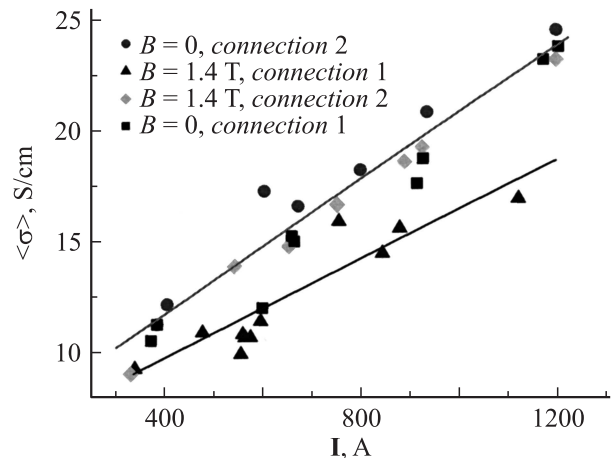


Рис. 7. Зависимость проводимости плазмы от тока разряда.

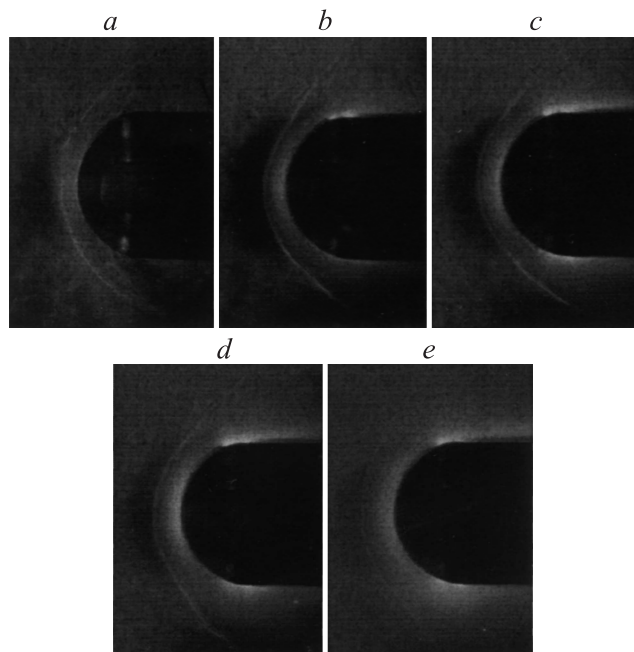


Рис. 8. Изменение картины обтекания при увеличении интенсивности поверхностного разряда в ксеноне в отсутствие магнитного поля: *a* — $j = 0$, $N = 0$; *b* — $j = 2.2 \cdot 10^6$ A/m², $N = 0.68$; *c* — $j = 3.8 \cdot 10^6$ A/m², $N = 1.33$; *d* — $j = 5.3 \cdot 10^6$ A/m², $N = 2.08$; *e* — $j = 6.8 \cdot 10^6$ A/m², $N = 2.95$.

формы показаны проводимости, полученные в разрядах при разных направлениях разрядного тока и при наличии или отсутствии магнитного поля. Видно, что проводимость растет с ростом тока. Без магнитного поля величина проводимости не зависит от направления тока. В магнитном поле при подключении 2 проводимость при той же интенсивности разряда близка по величине к проводимости без магнитного поля, а при подключении 1 проводимость несколько ниже. Следует отметить, что в этом случае знак напряжения, подаваемого в цепь, совпадает со знаком магнитоиндуцированной ЭДС, возникающей при движении ионизованного потока в поперечном магнитном поле.

На первом этапе исследования влияния поверхностного разряда на процесс обтекания тела было проведено изучение ЭГД воздействия. На рис. 8 приведены шпирен-картины обтекания при разной интенсивности разряда без включения магнитного поля. Можно видеть, что по мере увеличения разрядного тока головная ударная волна значительно отходит от тела, расстояние между волной и телом возрастает. Это происходит, по всей вероятности, за счет нагрева газа разрядом за ударной волной. Вследствие нагрева увеличивается давление газа в области разряда непосредственно перед телом, что и приводит к отходу волны от модели.

На следующем этапе работы были проведены исследования, как на картину обтекания влияет МГД взаимодействие на фоне нагрева газа в разряде. На рис. 9

приведены шпирен-картины обтекания, полученные в эксперименте при МГД воздействии разной степени интенсивности и направления. Для наглядности все картины в нижней части совмещены со шпирен-картиной обтекания без каких-либо воздействий. Рис. 9, *a-c* получены при одной и той же интенсивности разряда $j = 3.5 \cdot 10^6$ A/m² ($I = 600$ A). Обтекание на рис. 9, *a* получается в отсутствие магнитного поля, виден отход волны от первоначального положения в направлении от тела. Рис. 9, *b* получен для подключения 1 при наличии магнитного поля $B = 1.4$ Т. В данном эксперименте виден прижим волны к модели, наиболее сильно волна прижата выше и ниже центральной оси тела. Следует отметить, что действие силы Лоренца в данном случае направлено в сторону от модели, но ударная волна прижимается к телу. Это происходит, по-видимому, вследствие того что сила Лоренца способствует более быстрому отводу газа от модели за ударной волной, что приводит к снижению давления у поверхности тела и прижиму волны к модели. На рис. 9, *c* приведена картина течения, полученная в магнитном поле $B = 1.4$ Т при подключении 2. Виден дополнительный отход волны от тела по сравнению с положением волны в разряде той же интенсивности без магнитного поля (рис. 9, *a*). Это происходит вследствие увеличения под действием силы Лоренца, которая в данном случае направлена к телу, давления непосредственно за волной, что приводит к дополнительному сдвигу. Рис. 9, *d* и *e* получены при МГД взаимодействии

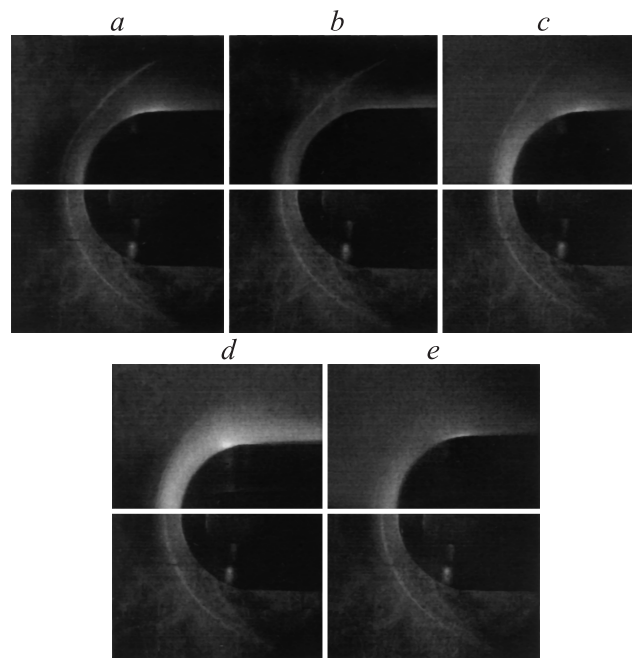


Рис. 9. Изменение положения ударной волны при МГД взаимодействии: *a* — $B = 0$, $j = 3.5 \cdot 10^6$ A/m² ($I = 600$ A); *b* — connection 1: $B = 1.4$ Т, $j = 3.5 \cdot 10^6$ A/m² ($I = 600$ A); *c* — connection 2: $B = 1.4$ Т, $j = 3.5 \cdot 10^6$ A/m² ($I = 600$ A); *d* — connection 1: $B = 1.4$ Т, $j = 5.0 \cdot 10^6$ A/m² ($I = 800$ A); *e* — connection 2: $B = 1.4$ Т, $j = 5.0 \cdot 10^6$ A/m² ($I = 800$ A).

при двух разных подключениях при более мощном разряде $j = 5.1 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ ($I = 900 \text{ A}$). В обоих случаях виден отход волны от тела независимо от направления протекания тока, так как в более интенсивном разряде действие нагрева газа начинает преобладать над МГД взаимодействием, ЭГД воздействие становится сильнее МГД воздействием.

На рис. 10,а приведены кривые изменения положения ударной волны $(d - d_0)/d_0$ при электрогазодинамическом и магнитогидродинамическом воздействии различной интенсивности и направления в зависимости от величины разрядного тока и параметра Стюарта St . Данные нормированы на величину отхода от тела головной ударной волны в отсутствие каких-либо воздействий d_0 . Кривая 0 (квадраты) получена при исследовании изменения обтекания тела по мере увеличения тока поверхностного газового разряда в отсутствие магнитного поля, т.е. только при ЭГД воздействии. Видно увеличение расстояния до ударной волны по мере

увеличения разрядного тока. Кривая 1 (круги) получена при наличии магнитного поля величиной 1.4 Т при токе поверхностного разряда снизу вверх (подключение 1). Видно, что при малых токах осуществляется прижим волны, а затем, по мере увеличения тока, ее отход. Кривая 2 (треугольники) — это МГД воздействие при подключении 2 (ток сверху вниз), когда сила Лоренца направлена к телу. В этом случае наблюдается увеличение отхода ударной волны по сравнению с воздействием без магнитного поля.

Следует отметить, что явное смещение головной ударной волны под МГД воздействием наблюдается при небольших значениях тока $I = 450\text{--}800 \text{ A}$ и параметрах Стюарта $St = 0.06\text{--}0.1$. По мере дальнейшего увеличения тока начинает преобладать ЭГД воздействие. При больших значениях тока кривые начинают практически совпадать. На рис. 10,б эти же данные приведены в зависимости от параметра ЭГД воздействия N . На этом графике следует обратить внимание на тот факт, что максимальный сдвиг волны при МГД воздействии, когда сила Лоренца направлена от тела (кривая 1), достигается при гораздо большем параметре ЭГД воздействия, чем в отсутствие поля и при подключении 2. Действие силы Лоренца по отжиму газа перед телом мешает отходу волны вследствие нагрева газа и увеличения давления за ударной волной.

Отдельные эксперименты показали, что положение ударной волны в области заметного МГД воздействия не зависит от того, как достигнуто определенное значение параметра Стюарта — увеличением разрядного тока или увеличением величины магнитного поля. При одинаковых параметрах Стюарта положения головной ударной волны совпадают. ЭГД и МГД управление положением ударной волны при поверхностном разряде на передней кромке тела возможно путем изменения параметров N и St , причем МГД воздействие позволяет не только отодвинуть волну, но и приблизить ее к телу.

Эксперименты в воздушном потоке

В работе также были проведены предварительные эксперименты по изучению особенностей обтекания тела воздушным сверхзвуковым потоком при наличии поверхностного газового разряда на передней кромке модели. В качестве рабочей среды вместо ксенона в данных экспериментах использовался воздух. Рабочий режим ударной трубы выбирался из следующих соображений: длина зоны ионизованного газа должна быть много больше длины зоны МГД взаимодействия, концентрация частиц в рабочей части $n = 10^{23}\text{--}10^{24} \text{ m}^{-3}$, при расширении в сопле температура газа T_h должна оставаться выше температуры конденсации компонентов воздуха и возможных молекулярных примесей, температура термически нагретого за отраженной ударной волной в торце ударной трубы воздуха не должна превышать температуры, при которой происходит заметное изменение молекулярного состава воздуха.

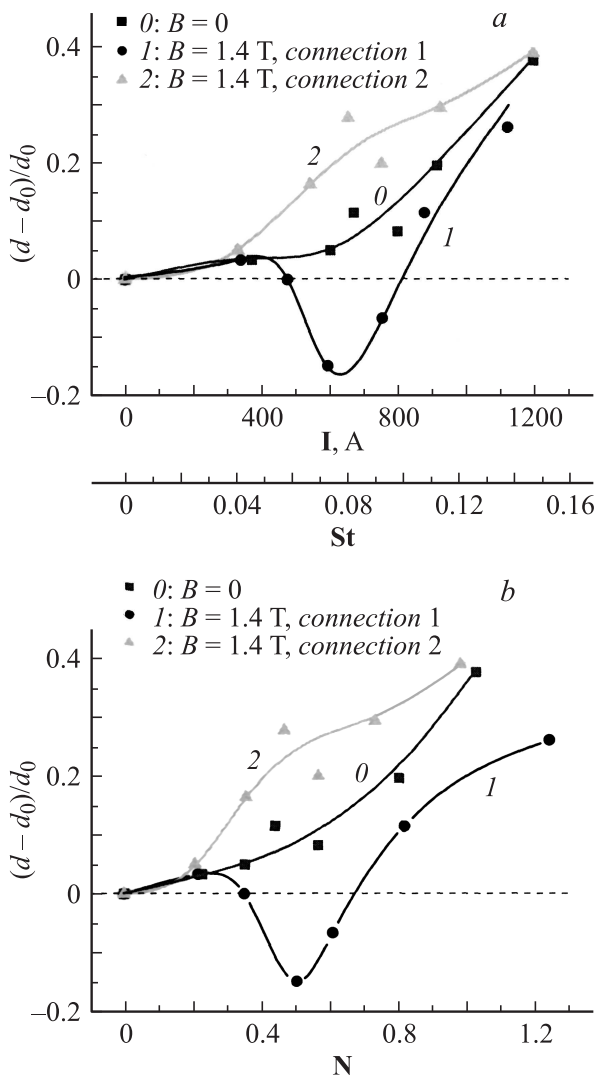


Рис. 10. Относительное положение головной ударной волны при разной степени ЭГД и МГД воздействия.

Эксперимент проводился при следующих условиях работы ударной трубы: число Маха ударной волны в ударной трубе $M_2 = 6$, начальное давление и температура рабочего газа $p_1 = 3.4 \text{ kPa}$, $T_1 = 300 \text{ K}$. В районе расположения тела $X_0 = 20 \text{ cm}$, число Маха потока $M = 4.3$, $T = 395 \text{ K}$, $u = 1.87 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, $n = 5.34 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $\rho = 0.026 \text{ kg/m}^3$. Удвоенная кинетическая энергия потока в единице объема $\rho u^2 = 9.06 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$.

На данный момент проведены эксперименты по ЭГД воздействию на картину течения без включения магнитного поля. Разряд на поверхности тела зажигался аналогичным способом подачи напряжения с длинной линии. Эксперименты проведены с минимальным зарядным напряжением длинной линии $U_z = 500 \text{ V}$, при котором возникает пробой при приходе воздушного потока к телу. Напряжение, поступающее в данном случае в цепь, порядка 300 V . Осциллограммы тока и проводимости для данного случая приведены на рис. 11. Видно, что длительность стационарного течения в воздухе значительно меньше, порядка $100 \mu\text{s}$, средняя проводимость плазмы $\langle \sigma \rangle \approx 6 \text{ S/cm}$, что вполне приемлемо для осуществления как ЭГД так и МГД воздействия. Световой импульс осветительного лазера шлирен-системы приведен на этом же графике, картина течения фиксировалась через $90 \mu\text{s}$ после начала течения.

На рис. 12 демонстрируется изменение положения головной ударной волны при поверхностном разряде (верхняя часть фотографии) по сравнению с картиной обтекания без внешних воздействий (нижняя часть фотографии). Видно, что волна заметно отошла от первоначального положения, относительный сдвиг волны $\frac{d-d_0}{d_0} = 0.24$. Параметр ЭГД воздействия в данном случае $N_{\text{air}} = 5.4$, что значительно выше при том же сдвиге волны в ксеноне $N_{\text{Xe}} = 0.86$, но достигается такой сдвиг при более низком токе разряда $I = 720 \text{ A}$, в ксеноне разрядный ток порядка 970 A (см. рис. 10).

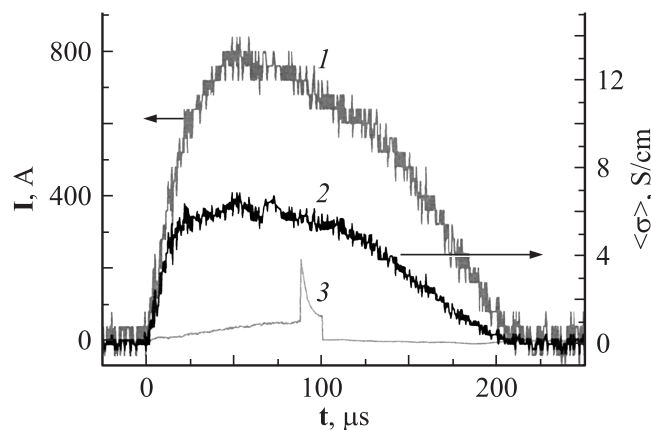


Рис. 11. Осциллограммы разрядного тока (I) и проводимости ($\langle \sigma \rangle$) воздушной плазмы при поверхностном разряде. Нижняя кривая 3 — световой импульс диагностического лазера.

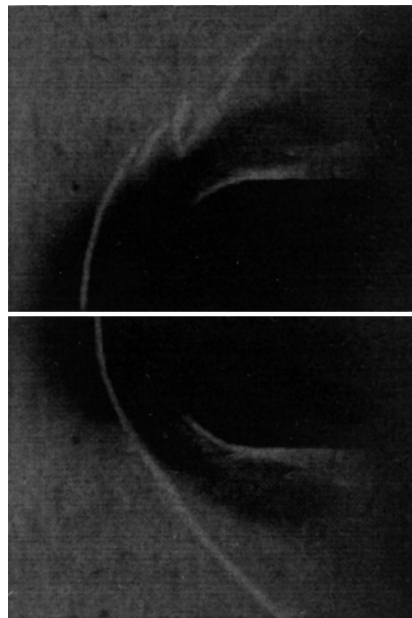


Рис. 12. Шлирен-картины обтекания тела воздушным потоком: низ — без внешних воздействий; верх — при поверхностном разряде без магнитного поля $j = 4.1 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$, $N = 5.4$.

Заключение

В работе проведены исследования воздействия газового разряда различных конфигураций и интенсивности на положение головной ударной волны, возникающей при обтекании полуцилиндрической модели сверхзвуковым потоком. Рассмотрена возможность управления положением ударной волны электрогазодинамическим и магнитогидродинамическим способами.

1. Электрогазодинамическим способом волна сдвигается при организации газового разряда на поверхности передней кромки тела за ударной волной. Это тепловой способ воздействия. Отход волны от тела происходит благодаря сильному нагреву газа в разряде, который повышает давление за ударной волной и способствует сдвигу волны в сторону от тела. Меняя степень нагрева, а значит и параметр электрогазодинамического воздействия N , можно менять положение волны.

2. При включении внешнего магнитного поля, ортогонального течению и току поверхностного разряда, можно осуществлять магнитогидродинамическое управление положением головной волны за счет действия силы Лоренца. При изменении направления разрядного тока на противоположное изменяется направление действия силы Лоренца, которая будет либо прижимать, либо отжимать газ от модели, увеличивая или уменьшая давление за волной. Меняя направление газоразрядного тока и параметр МГД воздействия St можно изменять положение ударной волны как в сторону удаления от модели, так и приближать волну к телу.

3. В работе также приведены предварительные эксперименты на воздушной плазме. Показано, что воз-

можно ЭГД воздействие на картину обтекания тела сверхзвуковым воздушным потоком при организации поверхностного разряда на передней кромке модели.

Работа поддержана Программой № 11 президиума РАН, грантом РФФИ № 08-01-00330-а и Федеральной целевой программой „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ (гос. контракт № 02.740.11.0201).

Список литературы

- [1] *Bobashev S.V., Frofeev A.V., Lapushkina T.A.* et al. // J. Propulsion and Power. 2005. Vol. 21. N 5. P. 831–837.
- [2] *Лапушкина Т.А., Бобашев С.В., Васильева Р.В.* и др. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 4. С. 23–31.
- [3] *Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Лапушкина Т.А.* и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 9. С. 27–33.
- [4] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.