

03;12

Локальное воздействие магнитного и электрического полей на положение присоединенного скачка в сверхзвуковом диффузоре

© С.В. Бобашев,¹ Р.В. Васильева,¹ А.В. Ерофеев,¹ Т.А. Лапушкина,¹ С.А. Поняев,¹ Д.М. Ван Ви²¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия² Университет Джона Гопкинса, Лаурел, Мэриленд, США
e-mail: Serguei. Poniaev@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 30 июля 2002 г.)

Проведены поиски способов наиболее эффективного управления ударно-волновыми конфигурациями с помощью внешних воздействий. Одним из таких способов является локальное воздействие электрического и магнитного полей. В данной работе локальное действие внешних полей реализуется за счет локализации тока в ограниченной области диффузора. Эксперимент проводился в диффузоре с полным внутренним сжатием потока при числе Маха потока на входе в диффузор, равном $M = 4,3$. В качестве рабочего газа использовалась плазма инертного газа ксенона. Поток плазмы создавался в ударной трубе с ускоряющим соплом. Были опробованы два способа локализации тока. При первом способе входная часть диффузора представляла собой короткий фарадеевский канал. Действие пондеромоторной силы в этом случае сводилось в основном к торможению или ускорению потока в зависимости от направления электрического тока. При втором способе ток протекал в узкой пристеночной области между смежными электродами. Действие пондеромоторной силы в этом случае сводилось к сжатию или расширению объема газа. В обоих случаях удалось как уменьшить, так и увеличить угол наклона присоединенного скачка вследствие МГД взаимодействия. Показано, что основным принципиальным препятствием на пути реализации метода МГД управления скачками являются приэлектродные и пристеночные явления.

Введение

В настоящее время широко обсуждаются различные способы управления разрабатываемыми гиперзвуковыми летательными аппаратами нового поколения [1]. В данной работе экспериментально исследуется возможность управления входными скачками в сверхзвуковом диффузоре с помощью магнитогазодинамического (МГД) метода. Эта проблема была инициирована концепцией „Аякс“ [1,2] и получила дальнейшее развитие в ряде теоретических [3–8] и экспериментальных работ [9–13]. Настоящая работа является продолжением этой серии экспериментальных исследований. Проведенные в [13] исследования вольт-амперных характеристик показали существование большого приэлектродного падения потенциала, для компенсации которого потребовалось использовать внешнее электрическое поле. Таким образом, в данном эксперименте структура течения формируется как вследствие МГД взаимодействия, так и вследствие воздействия внешнего электрического поля.

При исследовании воздействия внешних полей, приложенных к различным частям диффузора [12], было обнаружено, что внешнее воздействие оказывается более эффективным, если оно приложено в начале диффузора. Под эффективностью здесь понимается достижение определенного изменения углов наклона присоединенных скачков при наименьших энергетических затратах. Поэтому вполне естественно продолжить исследования в этом направлении и изучить различные способы локального воздействия. В проводимом эксперименте внешнее воздействие локализовалось за счет протекания

электрического тока в ограниченной области диффузора. Были опробованы различные способы локализации тока. Они отличались тем, что в одном случае ток замыкался через противоположные электроды, а в других через электроды, расположенные на одной стенке МГД канала. При этом различным типам коммутации электродов соответствовали различные способы силового воздействия.

Условия эксперимента

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Она состоит из диафрагменной ударной трубы, которая включает в себя камеру высокого давления 1, рассчитанную на давление водорода до 150 atm, и камеру низкого давления 2 диаметром 50 mm и длиной 4,5 m, которая заполняется тяжелым инертным газом до 20–50 mmHg. Камера низкого давления заканчивается измерительной секцией 3, в которой находятся пьезодатчик и окна для вывода излучения ударно нагретого газа. В торце трубы расположено плоское отражающее сопло 4, отделенное от трубы тонкой лавсановой диафрагмой. Ускоренный в сопле поток газа поступает в диффузор 5, на противоположных сторонах которого вмонтированы электроды. Сопло и модель диффузора находятся в вакуумной камере 6. Теневая съемка картин течения происходит через оптические окна 7. Газодинамический тракт проходит далее за вакуумную камеру и с помощью сиффона 8 соединяется с демпферным объемом 9. С детальным описанием установки можно ознакомиться в [9].

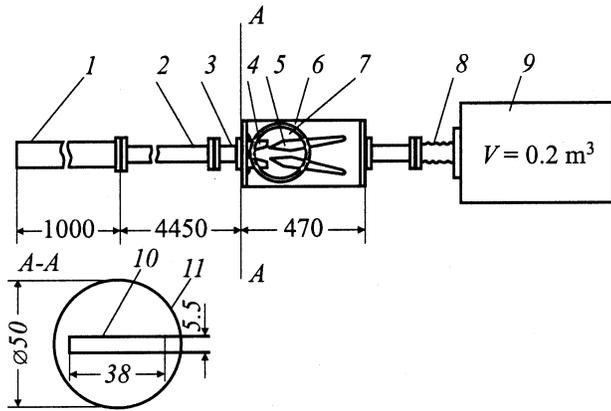


Рис. 1. Общая схема экспериментальной установки: 1 — камера высокого давления, 2 — камера низкого давления, 3 — измерительная секция камеры низкого давления, 4 — плоское сопло, 5 — модель диффузора, 6 — вакуумная камера, 7 — оптическое окно, 8 — сильфон, 9 — демпферный бак, 10 — входное сечение сопла, 11 — сечение ударной трубы. Размеры указаны в мм.

При торможении ударно сжатого газа в торце трубы повышается его температура и происходит термическая ионизация. Ионизованный газ через узкую щель 10 (рис. 1) в торце трубы 11 поступает в расширяющееся сопло 4, где он ускоряется до заданных значений чисел Маха потока. При расширении плазма охлаждается, но вследствие относительно медленной рекомбинации плазмы инертных газов [14] степень ионизации газа в сопле падает достаточно медленно, так что в результате обеспечивается проводимость плазмы, необходимая для МГД экспериментов. Более подробно с особенностями сверхзвуковых течений релаксирующей плазмы инертных газов и взаимодействия их с магнитным полем можно познакомиться в [15].

Импульсное магнитное поле величиной до 1.5 Т, поперечное потоку, создавалось разрядом батареи конденсаторов емкостью 0.0125 F через катушки Гельмгольца диаметром 300 мм, расположенные соосно по бокам вакуумной камеры. Длительность разряда составляет 3.5 ms, при этом в течение 500 μ s величину магнитной индукции практически можно считать постоянной. Именно с этим временем синхронизовано протекание исследуемого процесса. Электрическое поле требуемой величины и длительности создавалось с помощью разряда „длинной линии“. Для визуализации течения была создана оптическая шпирен-система. Покадровая киносъемка процесса велась с помощью скоростной кинокамеры ВСК-5, в качестве источника света использовался источник Подмошенского [16], время экспозиции отдельных кадров при этом было 2.7 μ s. Более высокое временное разрешение (30 ns) было получено при одноразовой съемке при использовании в качестве источника света лазера ОГМ-20.

Эксперимент проводился в Хе при числе Маха фронта ударной волны в ударной трубе, равном 8, и начальном давлении газа в камере низкого давления 30 mmHg. Расчетные параметры на входе в диффузор имеют следующие значения: $M = 4.3$, $\rho = 0.127 \text{ kg/m}^3$, $u = 1.55 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, $\sigma = 600 \text{ }\Omega/\text{m}$. Длительность истечения примерно равна 500 μ s.

1-й способ локализации тока

Взаимодействие с магнитным и электрическим полями локализуется в короткой входной части диффузора [18]. Схема эксперимента показана на рис. 2. Ток замыкает только через третью пару электродов, расположенную на входе в диффузор. В этом случае входная часть диффузоров работает как фарадеевский МГД канал, при этом на входе в диффузор индуцируется эдс $\varepsilon = uBh$, где u — скорость потока, B — магнитная индукция, h — расстояние между электродами. На электроды от внешнего источника подается напряжение V , оно может иметь различную полярность. Если магнитоиндуцированная эдс и внешнее электрическое поле направлены в одну сторону, как это показано на рис. 2, *a*, то такой режим называется тормозным. Когда магнитоиндуцированная эдс и внешнее электрическое поле направлены в противоположные стороны, как это показано на рис. 2, *b*, этот режим условно назван ускорительным. Эквивалентная электрическая схема установки показана на рис. 3. Суть ее заключается в том, что последовательно к магнитоиндуцированной эдс подключается источник внешнего напряжения V . Суммарная величина эдс и приложенного напряжения частично садится на сопротивлении нагрузки R_L , частично на внутреннем сопротивлении межэлектродного промежутка R_{eff} . В сумме эти два сопротивления по своему значению близки к волновому сопротивлению длинной линии, с которой снимается напряжение V . Закон Ома в этом случае имеет вид

$$IR_{\text{eff}} = (1 - k)(uBh \pm V), \quad (1)$$

где k — коэффициент нагрузки, R_{eff} — внутреннее сопротивление межэлектродного промежутка.

$$k = \frac{R_L}{R_L + R_{\text{eff}}}, \quad (2)$$

знак перед вторым членом уравнения (1) „+“ означает МГД тормоз, знак „-“ означает МГД ускоритель.

Рассмотрим различные факторы, действующие на поток при его движении в магнитном и электрическом полях, и попытаемся оценить их относительно воздействие на параметры потока, особенно на число Маха потока, поскольку в основном от его величины зависит угол наклона скачка уплотнения.

Собственно МГД взаимодействие состоит из двух элементарных воздействий: работы объемной силы, плотность мощности которой определяется как juB , приводящей либо к торможению, либо к ускорению пото-

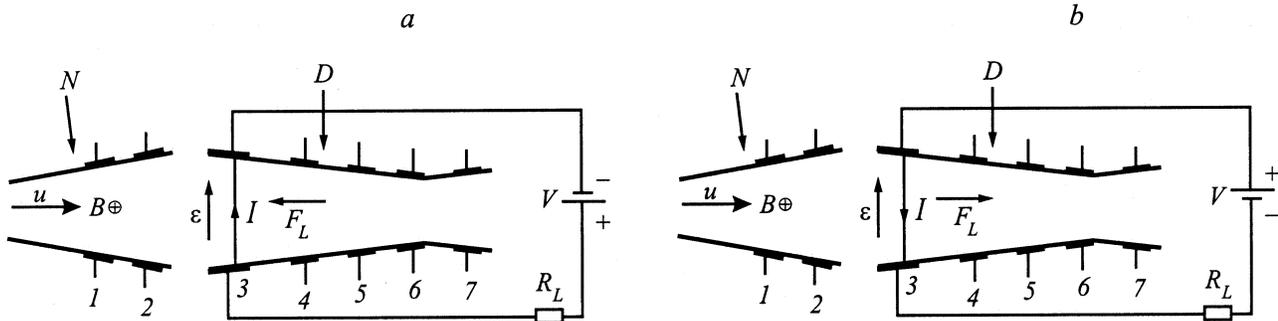


Рис. 2. 1-й способ локализации тока. *a* — тормозной режим, *b* — ускорительный режим. *N* — сопло, *D* — диффузор. Цифры — номера электродов, стрелки — направление тока (*I*), эдс (ϵ) E_L пондеромоторной силы.

ка; и съема (подвода) электрической энергии, произведенной магнитоиндуцированной эдс, мощность которой в единице объема определяется как $kjuB$. Действие внешнего электрического поля сводится к нагреву плазмы в результате выделения джоулева тепла, плотность мощности которого определяется $Q = (1 - k)jV/h$. Для качественного анализа задачи воспользуемся результатами одномерного решения [17]. В [17] все элементарные воздействия на поток представлены в виде аддитивных членов с соответствующими коэффициентами, зависящими от параметров потока. Так, уравнение для числа Маха потока M , на который действуют магнитное поле с напряженностью uB и внешнее электрическое поле напряженностью V/h , можно записать в виде

$$(M^2 - 1) \frac{d \ln M^2}{dx} = \frac{j}{a^2 \rho u} \left(f_m(M)uB + f_E(M) \frac{V}{h} \right), \quad (3)$$

где j — плотность тока, a — скорость звука, ρ — плотность газа, u — скорость потока.

Коэффициенты, характеризующие МГД воздействие (f_M) и воздействие внешнего электрического поля (f_E), определяются следующим образом:

$$f_M(M) = \mp \gamma(2 + (\gamma - 1)M^2) \pm (\gamma - 1)(1 + \gamma M^2)k, \\ f_E(M) = -(\gamma - 1)(1 + \gamma M^2)(k - 1), \quad (4)$$

где $\gamma = C_p/C_v$.

В уравнении (4) верхние знаки „-“ перед первым членом и „+“ перед вторым членом соответствуют тормозному режиму; нижние, противоположные знаки, соответствуют ускорительному режиму.

Из уравнения (3) следует, что действие магнитного поля преобладает над действием электрического поля при следующем соотношении между магнитоиндуцированной эдс ($\epsilon = uBh$) и внешним напряжением

$$\frac{uBh}{V} > \frac{f_E(M)}{f_M(M)} \\ = \frac{(\gamma - 1)(1 - k)(1 + \gamma M^2)}{\gamma(2 + (\gamma - 1)M^2) - k(\gamma - 1)(1 + \gamma M^2)}. \quad (5)$$

Анализ уравнения (5) показывает, что при $M > 5$ в изменении чисел Маха потока МГД взаимодействие преобладает над действием электрического поля при $uBh/V > 1$ при любых значениях коэффициента нагрузки. При $M = 1$ и $\gamma = 5/3$ действие магнитного поля преобладает в случае, если $uBh/V > 2(1 - k)/(5 - 2k)$. Т.е. относительная роль МГД взаимодействия возрастает при уменьшении числа Маха потока и тем сильнее, чем больше коэффициент нагрузки. Оценим граничные значения V/uBh для условий данного эксперимента, рассчитанные по формуле (5). В эксперименте $k \approx 0.2$; расчетные значения чисел Маха на входе и выходе из зоны взаимодействия равны 4.3 и 3 соответственно. Тогда граничные значения V/ϵ оказываются равны 1.15 и 1.3. Таким образом, граница, разделяющая области, где доминирует действие магнитного поля, от области, где доминирует электрическое поле, может быть представлена полосой $1.3 > V/\epsilon > 1.15$.

Для того чтобы пояснить, какие параметры ударно-волновой конфигурации могут характеризовать реакцию потока на внешнее воздействие, на рис. 4 показана схема скачков в диффузоре. Он образован двумя клиньями с углом 5.5° . Присоединенный скачок образует со стенкой диффузора угол φ . Присоединенные скачки встречаются друг с другом на расстоянии x_c от входа в диффузор и отражаются друг от друга под углом 2α . Все три параметра (φ , x_c , α) могут служить мериллом внешнего воздействия. Так, при торможении потока и соответственно уменьшения числа Маха увеличивается угол наклона скачков, точка их пересечения приближа-

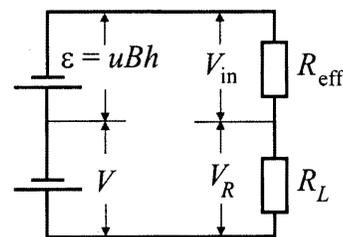


Рис. 3. Эквивалентная электрическая схема.

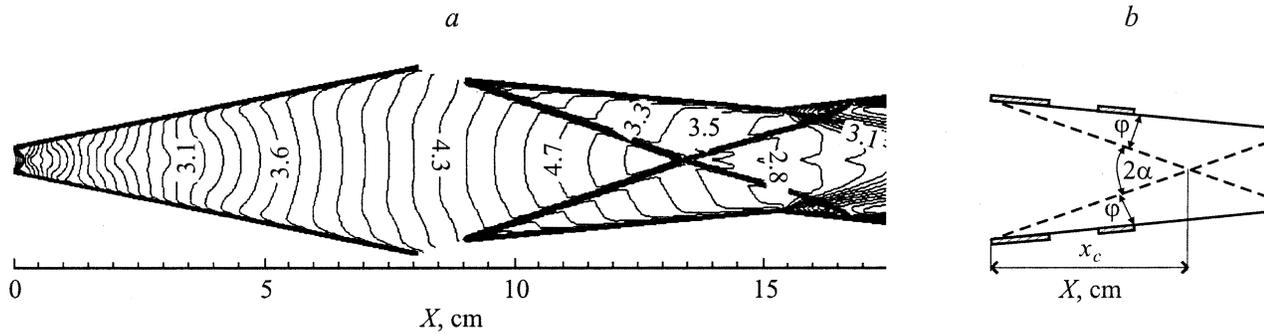


Рис. 4. *a* — расчетное распределение числа Маха потока в сопле и диффузоре [3]. Ударно-волновая конфигурация в диффузоре ($B = 0$, $V = 0$). *b* — к вопросу об основных характеристиках спектра течения в сверхзвуковом диффузоре. 2α — угол взаимодействия присоединенных скачков, φ — угол присоединенного скачка к стенке диффузора, x_c — точка пересечения присоединенных скачков.

ется ко входу в диффузор и увеличивается угол, при котором они взаимодействуют. При ускорении потока происходит обратное изменение этих трех величин.

На рис. 5 показаны шпирен-картины установившихся течений в четырех различных случаях. Рис. 5, *a* показывает ударно-волновую конфигурацию при условии, когда электрическое и магнитное поля отсутствуют ($V = 0$, $B = 0$). В этом случае $\varphi = 15^\circ$, $x_c = 43$ mm, $\alpha = 21.5^\circ$. Случай, когда магнитное поле отсутствует ($B = 0$), а действует только электрическое поле ($V = 120$ V), демонстрируется на рис. 5, *b*. Как видно из шпиренграммы на рис. 5, *b*, уменьшение числа Маха потока вследствие нагрева сопровождается увеличением угла наклона присоединенных скачков φ , уменьшением расстояния x_c и увеличением угла α , при котором скачки взаимодействуют друг с другом. На рис. 5, *c* представлена шпиренграмма течения при условии, когда на поток действуют и магнитное, и внешнее электрическое поле в режиме МГД тормоза ($V = 125$ V, $B = -1.3$ T). Из рис. 5, *c* видно, что совместное воздействие электрического и магнитного полей привели к более сильному торможению потока, т.е. увеличению угла α и уменьшению расстояния x_c . Рис. 5, *d* показывает шпирен-картину течения в ускорительном режиме при условии $V = -150$ V, $B = -1.3$ T. Видно, что образовались добавочные скачки уплотнения, которые по существу слились с присоединенными скачками, это, вероятно, произошло вследствие сильного прогрева пристеночных слоев при протекании тока. В целом картина течения показывает, что по сравнению с условием $V = 0$, $B = 0$ угол α увеличился, а расстояние x_c уменьшилось, т.е. ускорения потока не наблюдается. Это произошло, вероятно, потому, что торможение вследствие джоулева нагрева оказалось сильнее, чем ускорение под действием пондеромоторной силы. Однако сравнение с рис. 4, *b* свидетельствует, что подключение ускоряющего МГД воздействия к воздействию электрического поля ослабило эффект торможения вследствие джоулева нагрева газа.

Была организована следующая серия экспериментов: при одной и той же величине магнитной индукции $B = -1.3$ T на электроды от внешнего источника подавалось напряжение различной величины и полярности. Величина магнитоиндуцированной эдс при этой величине поля на входе в диффузор была равна $\varepsilon = 65$ V. Результаты экспериментов по обнаружению того, как положение присоединенных скачков реагирует на действие электрического и магнитного полей, представлены на рис. 6, на котором отложены зависимость полуугла, под которым встречаются присоединенные скачки, от величины внешнего напряжения V , отнесенного к магнитоиндуцированной эдс (ε), и зависимость тока от относительной величины напряжения V/ε .

Проанализируем вольт-амперную характеристику (ВАХ), представленную на рис. 6. Здесь сплошной прямой линией (обозначенной буквой *C*) проведена ВАХ, рассчитанная при условии, что сопротивление плазмы равно расчетному значению на входе в диффузор. Она демонстрирует, что в идеальном случае ВАХ должна быть линейной. Экспериментально полученная зависимость $I(V/\varepsilon)$, как видно, имеет явно нелинейный характер и значения тока почти во всех экспериментах существенно меньше теоретически ожидаемых значений. Все это свидетельствует о большой роли приэлектродных процессов в протекании тока. Причем оказывается, что эта роль при $V > 0$ и $V < 0$ неодинакова. Анализ ВАХ позволяет оценить величину приэлектродного падения потенциала ΔV при малых токах [13]. Оно определяется начальным участком ВАХ вплоть до значений V , при которых происходит резкое уменьшение градиента зависимости $I(V)$. Так, при $V > 0$ (тормозной режим), как это видно из рис. 6 $\Delta V/\varepsilon \approx 1.1$, т.е. величина приэлектродного падения потенциала в этом случае близка по своему значению, а возможно и несколько больше, чем магнитоиндуцированная эдс. Об этом же говорит и тот факт, что при $V = 0$, когда на плазму действует только эдс, ток через межэлектродный

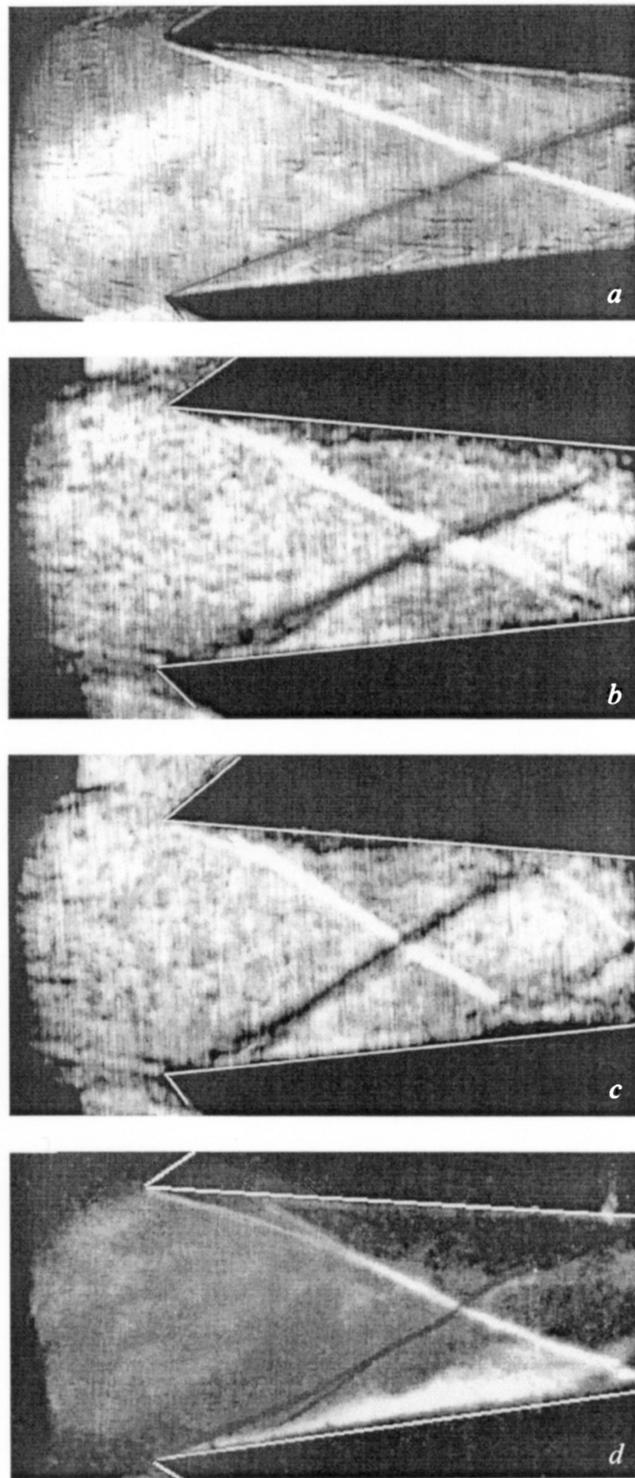


Рис. 5. Примеры изменения ударно-волновых конфигураций под воздействием на поток электрического и магнитного полей. *a* — $V = 0, B = 0$; *b* — $V = 120 \text{ V}, B = 0$; *c* — $V = 125 \text{ V}, B = -1.3 \text{ T}$, тормозной режим; *d* — $V = 150 \text{ V}, B = -1.3 \text{ T}$, ускорительный режим.

промежуток практически отсутствует. Это происходит, вероятно, потому, что около электродов образовались не компенсируемые области пространственного заряда,

поскольку в эксперименте используются холодные не эмитирующие электроды. Эмиссия электронов с холодного катода, как показано в [18], возможна при возникновении микродуг и образовании катодных пятен. В быстпротекающих процессах это может происходить при плотности тока около 50 A/cm^2 , что в наших экспериментах достигается только при относительно высоких напряжениях на электродах. Кроме этого, протеканию тока препятствуют холодные газодинамические пограничные слои и возможный отрыв потока.

Интересно отметить, что при смене знака внешнего напряжения характер зависимости $I(V/\epsilon)$ меняется. Следует отметить, что при $|V/\epsilon| > 1$ в области отрицательных значений V возрастание тока происходит резче, чем в области положительных значений V . Дифференциальное сопротивление плазмы, определенное по ВАХ в области $V/\epsilon < -1$, оказалось равно примерно 0.25Ω , в то время как в области $V/\epsilon > 1$ оно заметно больше и равно 0.43Ω . Таким образом, поведение ВАХ свидетельствует о том, что в тормозном режиме роль пристеночных эффектов более велика, чем в ускорительном режиме.

Вертикальными линиями на рис. 6 отмечены граничные значения V/ϵ , разделяющие области с различными доминантами воздействий. Всего таких разделительных границ 3 и с их помощью можно выделить области I–IV. Сначала обсудим границы. Первая граница — это полоса $1.15 < V/\epsilon < 1.3$, вторая граница $V/\epsilon = -1$ и третья граница $V/\epsilon = -1.15$. Область I, определяемая условием $V/\epsilon > 1.3$, соответствует таким соотношениям между приложенным напряжением и эдс, при которых торможение потока вследствие джоулева нагрева во внешнем электрическом поле сильнее, чем торможе-

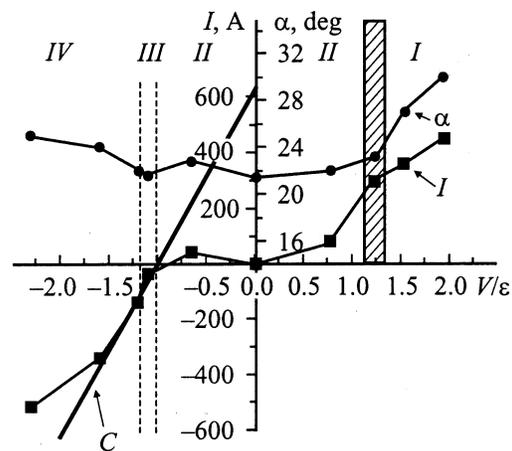


Рис. 6. Зависимость тока и угла α от отношения приложенного напряжения к магнитоиндуцированной эдс ($\epsilon = 65 \text{ V}$). I — область доминирования электрического поля при торможении потока, II — область доминирования МГД взаимодействия при торможении потока, III — область МГД ускорения потока, IV — область доминирования электрического поля в ускорительном МГД режиме.

ние вследствие МГД взаимодействия. В области *II* ($-1.0 < V/\varepsilon < 1.15$) в торможении потока доминирует пондеромоторная сила. Область *III*, которая находится в узком диапазоне значений $-1.15 < V/\varepsilon < -1.0$, определяет соотношения между внешним напряжением и магнитоиндуцированной эдс, при которых возможно ускорение потока под действием пондеромоторной силы. В области *IV* ($V/\varepsilon < -1.15$) торможение вследствие джоулева нагрева во внешнем электрическом поле преобладает над ускоряющим действием магнитного поля.

Рассмотрим, какие изменения произошли во входной ударно-волновой конфигурации при изменении напряжения на электродах. В первую очередь проанализируем изменения угла α при изменении положительных значений приложенного напряжения ($V > 0$), представленные на рис. 6. Видно, что в области *II* угол α меняется незначительно, это объясняется тем, что вследствие приэлектродных процессов сила тока в этой области оказывается недостаточной, чтобы существенно затормозить поток. Более сильное увеличение угла α происходит в области *I*, где заметно возрос ток и увеличилось торможение потока вследствие нагрева газа во внешнем электрическом поле и действия пондеромоторной силы.

Проследим по рис. 6 за изменением угла α в области отрицательных значений V ($V < 0$). Здесь в первую очередь обращает на себя внимание поведение α в области *II*. Оказалось, что при $I = 40$ А угол α заметно увеличился. Это кажется несколько неожиданным, так как в этой же области при $V > 0$ изменение угла α остается практически незаметным. Особенностью обсуждаемого режима является то, что в процессе МГД взаимодействия происходили колебания тока, в то время как при других значениях V ток оставался постоянным. Поэтому не было налажено тщательной синхронизации между временем съемки и моментом протекания тока, так что не исключена возможность, что зафиксированная картина течения происходила при величине тока, большей, чем среднее значение. Поэтому оказалось возможным наблюдать торможение потока при доминирующем воздействии пондеромоторной силы. В области *III* ток изменил свое направление, но эффекта, показывающего ускорение потока, т.е. уменьшения угла α по сравнению с его значением при $V = 0$, не произошло. В области *IV* воздействие внешних полей становится заметным, что видно по увеличению угла α . Увеличение α свидетельствует о том, что, как и ожидалось, в области *IV* происходит торможение потока, так как действие нагрева газа во внешнем поле доминирует над ускоряющим действием пондеромоторной силы. Таким образом, в условиях данного эксперимента наиболее заметное воздействие на поток оказывает джоулев нагрев во внешнем электрическом поле как в тормозном, так и в ускоряющем режиме.

Анализ экспериментальных данных позволяет выявить эффекты ускорения и торможения потока, обусловленные действием пондеромоторной силы на фоне тормозящего действия джоулева нагрева во внешнем

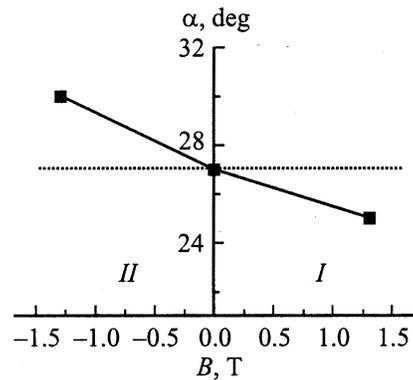


Рис. 7. Изменение угла встречи присоединенных скачков при изменении направления магнитной индукции. Пунктир показывает значение угла α при $B = 0$ и значении силы тока, равной току в присутствии магнитного поля ($B = \pm 1.3$ Т). *I* — область ускоряющего режима; *II* — область тормозного режима.

электрическом поле. Покажем, как это можно сделать. Из приведенного набора данных выделим три режима с одной и той же величиной тока $I = (500 \pm 50)$ А, но с различными направлениями пондеромоторной силы, а также в случае, когда пондеромоторная сила отсутствует ($B = 0$ Т). Если пондеромоторная сила направлена на торможение потока, это соответствует отрицательному значению магнитной индукции ($B = -1.3$ Т), а если пондеромоторная сила направлена на ускорение потока, — положительному ($B = 1.3$ Т). Результаты такого подхода к обработке данных представлены на рис. 7, где показана зависимость угла α от магнитной индукции. Горизонтальной линией обозначено значение $\alpha = 27^\circ$ при $B = 0$. Как видно из рис. 7, относительно этой величины при тормозном режиме угол α , как и положено, увеличился, а в ускоряющем режиме угол α уменьшился.

Анализируя результаты данной работы, можно сказать, что в настоящее время мы не видим других принципиальных трудностей, кроме пристеночных эффектов, в проблеме управления входными скачками посредством воздействия на поток пондеромоторной силы.

2-й способ локализации тока

Схема эксперимента показана на рис. 8. Ток проходит в локальной области за присоединенными скачками около стенок между электродами 3 и 4. На рис. 8 показано направление тока и направление лоренцевой силы у верхней и нижней стенок диффузора. Как видно, сила Лоренца у верхней стенки и у нижней действуют в противоположных направлениях. У верхней стенки сила Лоренца стремится уменьшить давление газа, у нижней стенки она стремится сжать газ. В обоих случаях кроме сил Лоренца на объемы газа действует джоулево тепловыделение. Величина тока, проходящего

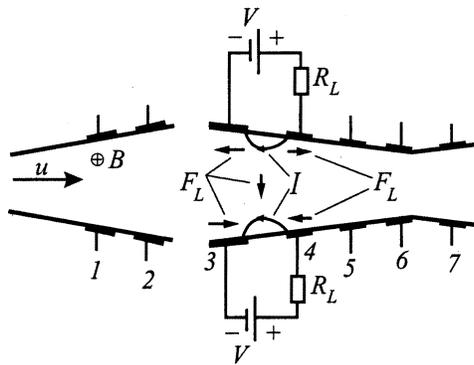


Рис. 8. Схема 2-го способа локализации тока. Стрелками показаны направление тока I , магнитного поля B , лоренцевой силы F_L и скорости потока u .

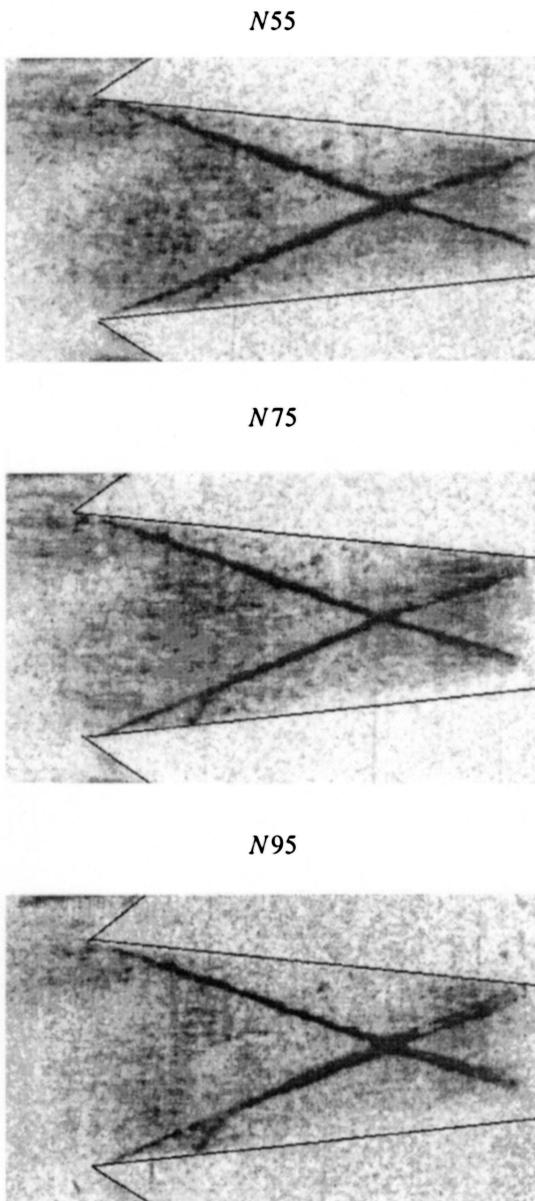


Рис. 9. Кинокадры установившегося течения. Цифры — номера кадров. Экспозиция $1.9 \mu s$, интервал между кадрами $5.7 \mu s$.

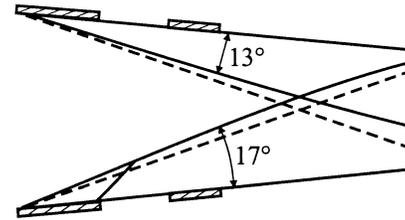


Рис. 10. Схема сравнения положения присоединенных скачков. Сплошные линии соответствуют шпирен-картинам рис. 9, пунктирные линии — скачки при $V = 0$ и $B = 0$.

через верхние электроды, равна 400 А, через нижние электроды проходит ток 500 А. Величина магнитной индукции $B = 1.3 \text{ Т}$.

На рис. 9 представлены кинокадры установившегося течения. Прежде всего обращает внимание асимметричное расположение присоединенных скачков. Чтобы прояснить изменение в ударно-волновой структуре, на рис. 10 приведена схема расположения скачков в отсутствие внешних воздействий (пунктир) и схема расположения скачков, показанных на рис. 9 (сплошные линии). При $B = 0$ и $V = 0$ скачки расположены симметрично относительно оси, угол наклона скачков к стенкам диффузора $\varphi = 15^\circ$. Когда включается магнитное поле и в локальной области 3-4 пропускается ток от внешнего источника, у верхней стенки угол наклона скачка уменьшился и стал равным 13° , т.е. скачок отодвинулся в глубь диффузора. У нижней стенки угол наклона скачка увеличился до 17° и скачок приблизился к выходу в диффузор. Такое поведение присоединенных скачков обусловлено тем, что у верхней стенки в результате направленного действия лоренцевой силы давление газа уменьшилось и скачок прижался к стенке. У нижней стенки сила Лоренца действует в противоположном направлении и приводит к увеличению давления, что и отодвигает скачок от стенки.

Выводы

Показана возможность управления углом наклона присоединенных скачков путем локального воздействия на поток внешних магнитного и электрического полей.

В первом способе воздействие локализовалось в объеме входной части диффузора за счет того, что при фарадеевской коммутации электродов ток проходил только через электроды, расположенные в начале диффузора. Были определены области значений приложенного электрического напряжения и магнитоиндуцированной эдс, при которых в торможении (ускорении) потока доминирует либо МГД взаимодействие, либо джоулев нагрев во внешнем электрическом поле. Результаты экспериментов показали, что для оценки границ доминирования либо МГД воздействия, либо действия электрического поля можно пользоваться выводами одномерной теории.

Было выявлено тормозящее и ускоряющее действия пондеромоторной силы на фоне тормозящего действия внешнего электрического поля. Продемонстрирована возможность увеличения или уменьшения угла наклона присоединенного скачка посредством воздействия на поток пондеромоторной силы.

Обнаружено, что при фарадеевской коммутации электродов роль пристеночных при тормозном режиме больше, чем при ускорительном режиме.

При втором способе ток замыкался через смежные электроды за присоединенными скачками, так что воздействие лоренцевой силы в основном было локализовано в узкой пристеночной области. В этом случае действие лоренцевой силы было направлено на сжатие (расширение) объема газа. В эксперименте было обнаружено как увеличение, так и уменьшение угла наклона присоединенного скачка.

Сравнивая воздействие внешних полей на положение присоединенных скачков при первом и втором способах локализации тока, можно отметить, что, хотя при втором способе изменение угла наклона скачков при примерно одном и том же энергетическом вкладе меньше, чем при первом способе, он кажется предпочтительнее, поскольку при нем слабее возмущается ядро потока и, следовательно, можно ожидать, что меньше окажутся потери полного давления.

Работа выполнена при финансовой поддержке EOARD.

Список литературы

- [1] *Gurijanov E.P., Harsha P.T.* // AJAX: New Direction in Hypersonic Technology. AIAA Paper 96-4609. 7th Aerospace Planes and Hypersonic Technology Conf. Norfolk, 1996.
- [2] *Фрайштад В.Л., Куранов А.Л., Шейкин Е.Г.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 11. С. 43–47.
- [3] *Golovachev Yu.P., Schmidt A.A., Suschikh S.Yu.* // The 2nd Workshop On Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications. IVTAN. Moscow, 2000.
- [4] *Vatazhin A., Kopchenov V., Gouskov O.* // The 2nd Workshop On Magneto-Plasma-Aerodynamic In Aerospace Applications. INTAN. Moscow, 2000. P. 64–68.
- [5] *Brichkin D.I., Kuranov A.L., Sheikin E.G.* // AIAA Paper 98-1642. 8th AIAA Intern. Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conf. Norfolk, 1998.
- [6] *Головачев Ю.П., Суших С.Ю.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 2. С. 28–34.
- [7] *Macheret S.O., Shneider M.N., Miles R.B.* // AIAA Paper 2001-0492, 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, 2001.
- [8] *Biturin V.A., Lineberry J.T., Potebnia V.G., Alferov V.I., Kuranov A.L., Sheikin E.G.* // AIAA Paper 97-2393, 28th AIAA Plasmadynamic and Lasers Conf., Atlanta, 1997.
- [9] *Bobashev S.V., Dyakonova E.A., Erofeev A.V., Lapushkina T.A., Maslennikov V.G., Poniaev S.A., Sakharov V.A., Vasil'eva R.V., Van Wie D.M.* // AIAA Paper 2000-2647, 2000.

- [10] *Бобашев С.В., Васильева Р.В., Дьяконова Е.А.* и др. // ПЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 2 С. 63–70.
- [11] *Bobashev S.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A., Poniaev S.A., Sakharov V.A., Vasil'eva R.V., Van Wie D.M.* // The 3rd Workshop On Magneto-Plasma-Aerodynamics In Aerospace Applications. IVTAN. Moscow, 2001.
- [12] *Лапушкина Т.А., Бобашев С.В., Васильева Р.В.* и др. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 4. С. 23–32.
- [13] *Bobashev S.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A., Poniaev S.A., Sakharov V.A., Vasil'eva R.V., Van Wie D.M.* // AIAA Paper 2001-2878. 32nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf. 4th Weakly Ionized Gases Workshop. Anaheim, 2001.
- [14] *Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 376 с.
- [15] *Васильева Р.В., Генкин А.Л., Горячев В.Л., Ерофеев А.В., Зуев А.Д., Миронов Д.Н., Ременный А.С., Силин Н.А.* Низкотемпературная плазма инертных газов с неравновесной ионизацией и МГД-генераторы. СПб.: Наука, 1991. 206 с.
- [16] *Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Демидов Н.И.* // ОМП. 1960. Т. 1. № 1.
- [17] *Вулис Л.А., Генкин А.Л., Фоменко В.А.* Теория и расчет магнитогазодинамического течения в каналах. М.: Атомиздат, 1971. 384 с.
- [18] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.