

03;12

Характеристики магнитогазодинамического диффузора при различной коммутации тока

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

(Поступило в Редакцию 26 января 2005 г.)

Данная работа является продолжением ряда работ по исследованию влияния внешних электрического и магнитного полей на течение в сверхзвуковом диффузоре. Задача исследования — сопоставить степень изменения при магнитогидродинамическом (МГД) взаимодействии ударно-волновой конфигурации, возникающей на входе в диффузор, с величиной силового и энергетического воздействий и с потерей при этом полного давления. Для этого измеряются основные характеристики ударно-волновой структуры и полное давление на выходе из диффузора при воздействии на поток магнитного и электрического полей разной величины и при различных способах протекания тока. В качестве экспериментальной установки используется ударная труба с отражающим соплом и сверхзвуковым диффузором. Исследования проводятся в ксеноне при условии, что воздействие на поток внешних полей происходит во входной части диффузора. Визуализация ударно-волновой структуры осуществляется при помощи покадровой развертки шлирен-картины течения. Полное давление определяется по показаниям пьезодатчика, расположенного в конце канала. Результаты работы позволяют определить наиболее оптимальный вариант воздействия на поток с точки зрения энергетических затрат и потери полного давления в диффузоре данной конфигурации.

Введение

Работа стимулирована широко обсуждаемой концепцией о возможности управления скачками в диффузорах гиперзвуковых летательных аппаратов с помощью Магнитогидродинамического (МГД) метода [1–7].

Объектами экспериментального исследования являются диффузор с полным внутренним поджатием потока и возникающая на входе в него ударно-волновая конфигурация в виде двух присоединенных скачков. При наложении магнитного и электрического полей на течение в диффузоре оказывают влияние сила Лоренца, которая в зависимости от направления тока тормозит или ускоряет поток, и джоулев нагрев, который в сверхзвуковом потоке приводит к его торможению. Кроме этого, на течение в диффузоре заметное влияние оказывает пограничный слой. Область и длительность действия на поток магнитного и электрического полей определяются местом и временем протекания электрического тока.

В данной работе изучается воздействие на поток магнитного и электрического полей, осуществляемое во входной части диффузора. Задачей эксперимента являются организация различных способов протекания тока, исследование изменения при этом основных характеристик присоединенных скачков и потери полного давления, сопоставление их с интенсивностью силового и энергетического воздействий, вызвавших эти изменения, и выбор на основе анализа полученных данных оптимального способа внешних воздействий. Кроме этого, представляется полезным провести здесь сравнение результатов экспериментов с имеющимися результатами теоретических расчетов.

Экспериментальная установка

В эксперименте в качестве рабочего газа используется предварительно термически ионизованный инертный газ — ксенон. Моделирование проводится по основным критериям подобия.

Экспериментальная установка описана в [8,9]. Установка включает в себя газодинамический тракт, систему генерации квазистационарного магнитного поля и систему генерации электрического поля, как квазистационарного, так и импульсно-периодического. На рис. 1 показаны основные элементы газодинамического тракта: ударная труба, сопло и диффузор. При торможении потока в торце ударной трубы газ сильно нагревается и происходит термическая ионизация. Плазма истекает

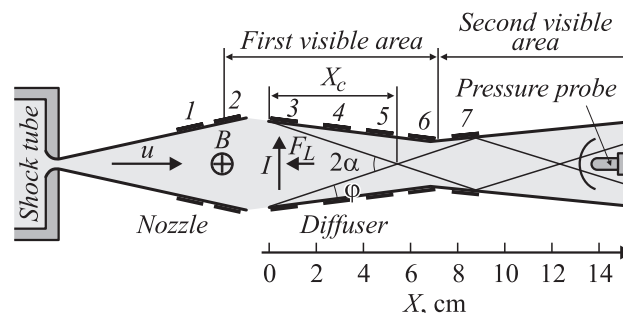


Рис. 1. Схема установки: 1–7 — электроды, u — скорость потока, B — магнитная индукция, I — электрический ток, F_L — сила Лоренца.

в ускоряющее сопло, здесь степень ионизации существенно падает, но вследствие относительно медленной рекомбинации заряженных частиц в ксеноне остается достаточной для МГД экспериментов. Затем ускоренный поток газа поступает в диффузор, в стенки которого вмонтированы электроды, номера электродов обозначены на рисунке цифрами. На рисунке показаны направления скорости потока u , магнитной индукции B , электрического тока I и силы Лоренца F_L . Здесь же приведены основные характеристики входной ударно-волновой конфигурации: X_c — расстояние от входа в диффузор до точки встречи присоединенных скачков; φ — угол наклона присоединенного скачка к стенке диффузора; 2α — угол, под которым встречаются присоединенные скачки.

При исследовании использовались следующие диагностические методы: была создана оптическая схема для визуализации газодинамических неоднородностей либо в 1-й, либо во 2-й областях наблюдения (рис. 1) и налажена высокоскоростная съемка шпирен-картин течения [8,9], снимались вольт-амперные характеристики [10], измерялось пространственное распределение потенциала; определялись значения объемной и эффективной проводимости [11], измерялись концентрация и температура электронов по излучению в рекомбинационном континууме [11,12]. Новым в диагностике данного эксперимента является измерение полного давления [13]. Для этого с помощью проградуированного пьезодатчика, положение которого показано на рис. 1, измерялось давление торможения за отошедшей ударной волной p_{20} . Затем в это же место помещалась пластина с нанесенными рисками. По углу наклона линий слабого возмущения измерялось значение числа Маха потока в этом месте M_1 . По этим двум измерениям с помощью известного соотношения [14] определялось полное давление в потоке p_{10} .

Магнитное поле создавалось разрядом батареи конденсаторов через катушки Гельмгольца и по отношению к длительности потока плазмы Δt являлось стационарным. Электрическое поле создавалось посредством разряда длинной линии в цепь, состоящей из плазменного промежутка и сопротивления нагрузки. Следует отметить, что в данном эксперименте внешнее электрическое поле является необходимым элементом для функционирования установки. Оно прикладывается для того, чтобы компенсировать большое приэлектродное падение потенциала, которое препятствует прохождению магнитоиндуцированного тока [10]. Схема генерации внешнего электрического поля позволяет исследовать процессы взаимодействия как в стационарном, так и в импульсно-периодическом режимах. Для создания коротких однократных и многократных импульсов тока на электроды подавались напряжения от нескольких отдельных длинных линий со сдвигом во времени. Запуск каждой длинной линии осуществлялся замыканием управляемого ключа, которым в данном случае являлся тиристор ТЧ-25. Для того чтобы замкнуть ключ в требуемый

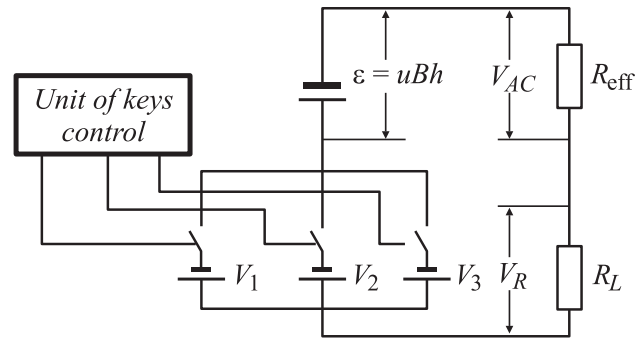


Рис. 2. Эквивалентная электрическая схема.

момент времени и регулировать время задержки между импульсами тока, было сделано специальное устройство, включающее в себя блок синхронизации и блок регулировки задержки — блок управления ключами. Эквивалентная электрическая схема для отдельной пары электродов представлена на рис. 2. Здесь МГД генератор представлен как источник эдс $\varepsilon = uBh$ с внутренним сопротивлением R_{eff} , последовательно с ним подключены сдвинутые по времени три источника внешнего напряжения (V_1, V_2, V_3), R_L — сопротивление нагрузки. Закон Ома для цепи, состоящей из МГД генератора и последовательно включенного внешнего источника, имеет вид

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

где k — коэффициент нагрузки $k = R_L / (R_L + R_{\text{eff}})$, h — величина межэлектродного промежутка, V — напряжение на выходе длинной линии.

Эксперимент проводился при условиях, когда число Маха фронта ударной волны в ударной трубе 8, начальное давление в камере низкого давления 30 Торг. Расчетные значения параметров потока на входе в диффузор следующие: число Маха потока $M_0 = 4.3$, плотность газа $\rho_{\text{in}} = 0.127 \text{ kg/m}^3$, скорость потока $u_{\text{in}} = 1.55 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, проводимость $\sigma_0 = 600 \text{ S/m}$, длительность истечения $\Delta t \approx 600 \mu\text{s}$.

Взаимодействие с внешними полями осуществлялось во входной части диффузора, так как ранее было показано [9,15,16], что для управления присоединенными скачками такое локальное воздействие энергетически более выгодно. Течение в диффузоре исследовалось при трех способах организации тока: 1-й способ — поперечный стационарный ток проходит через третью входную пару противоположно расположенных электродов, входная часть диффузора работает как фарадеевский канал; 2-й способ — сохраняется та же самая коммутация тока, но канал работает в импульсно-периодическом режиме; 3-й способ — стационарный продольный ток протекает в узкой пристеночной области через смежные электроды 3–4.

1-й способ

Влияние внешних полей на течение в диффузоре существенно зависит от распределения плотности тока в межэлектродном промежутке. Оно было получено при теоретическом решении задачи [17,18]. На рис. 3 приведено расчетное распределение тока применительно к условиям данного эксперимента, любезно предоставленное авторами. Оно не симметрично вследствие эффекта Холла. Особенно следует отметить большую концентрацию тока у дальнего края анода, потому что это приводит к значительному пристеночному температурному слою. Считаем, что зона взаимодействия L составляет примерно две длины электрода. Замкнутые токи в сопле и конце канала, которые видны на рис. 3, возникли вследствие неоднородности потока и поля. Как показал расчет, они малы по величине, поэтому не влияют на картину течения.

На рис. 4, *a* приведено положение присоединенных и отраженных скачков в отсутствие внешних полей, полученное с помощью оптической шлирен-системы. Отражение присоединенных скачков друг от друга является регулярным. На теневой картине также виден пограничный слой и слабые газодинамические возмущения, которые возникают на стыках электродов и

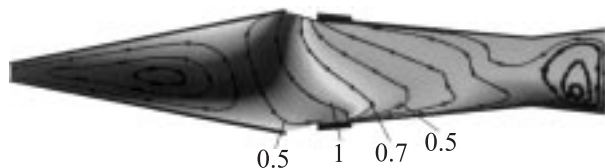


Рис. 3. Расчетное направление линий тока при $I = 390$ А, $B = 1.3$ Т. Цифры — относительная плотность тока.

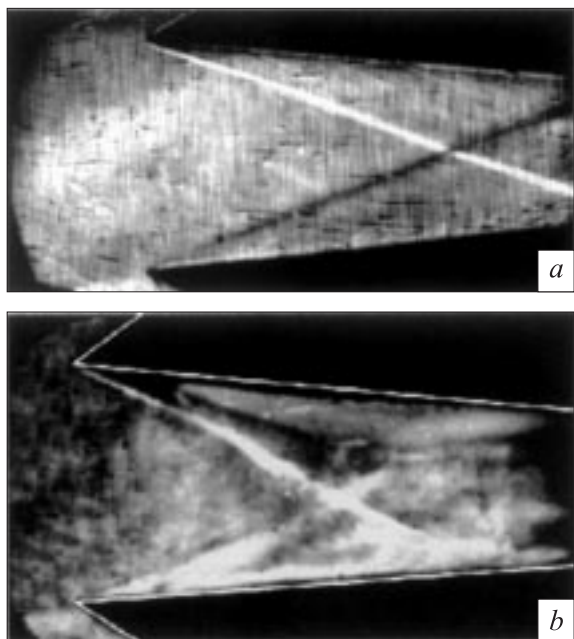


Рис. 4. Шлирен-картины течения. *a* — $I = 0$, $B = 0$; *b* — $I = 390$ А, $B = 1.3$ Т.

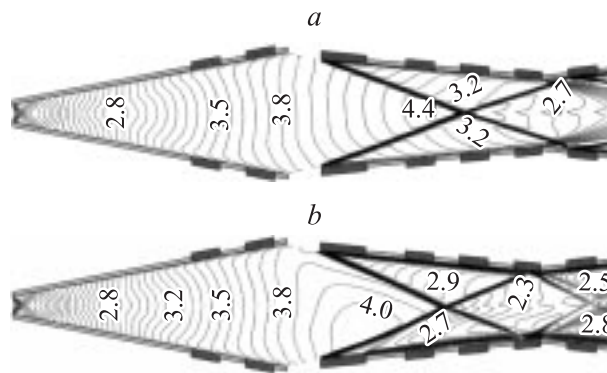


Рис. 5. Расчетное распределение значений чисел Маха потока и положение присоединенных скачков. *a* — $I = 0$, $B = 0$; *b* — $I = 390$ А, $B = 1.45$ Т.

изоляторов. На рис. 4, *b* показана шлирен-картина течения, возникшая в результате торможения потока в магнитном и электрическом полях. Видно, что присоединенные скачки стали немного вогнутыми. Это, скорее всего, является следствием наличия холловских токов. Главное изменение заключается в том, что увеличился угол φ и место встречи этих скачков приблизилось ко входу в диффузор, поскольку действие внешних полей привело к торможению потока и уменьшению числа Маха потока. На шлирен-картине также виден сильно возросший пристеночный слой, он возникает у дальних краев электродов, и видно, что на нем садятся слабые скачки уплотнения.

На рис. 5, *a* представлена рассчитанная для этих же начальных условий без учета вязкости [17] картина газодинамических неоднородностей при $I = 0$, а на рис. 5, *b* показана конфигурация скачков при действии на поток лоренцевой силы и джоулева тепловыделения. Видно, что положение присоединенных скачков при численном моделировании изменилось слабее, чем в физическом эксперименте. Выясним, с чем это связано. Для этого оценим величины силового и энергетического воздействий, которые были оказаны на поток в вычислительном и физическом экспериментах. При расчете задавались такие же значения электрического тока и магнитного поля, что и в эксперименте. Разница оказалась в значении проводимости. Результаты расчета показали, что падение напряжения на межэлектродном промежутке примерно в два раза меньше, чем в эксперименте. Это означает, что расчетные значения проводимости ($\sigma = 650$ S/m) больше экспериментальных значений в ядре потока ($\sigma = 300$ S/m), определенных в [11]. Это, вероятно, обусловлено тем, что при разрыве лавсановой диафрагмы в торце ударной трубы в канал поступает большое количество органических примесей, что снижает селективный нагрев электронов и неравновесную ионизацию газа. Более низкое значение проводимости приводит к более сильному джоулеву нагреву газа и соответственно к более сильному изменению положения

	I, A	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha^0}$	$\frac{\Delta X_c}{X_c^0}$	$\frac{\Delta p_{10}}{p_{10}^0}$	St	N
Эксперимент	330	0.4	0.27	0.38	0.037	0.047
Расчет	360	0.05	0.12	0.245	0.04	0.022

присоединенных скачков, что мы и наблюдаем в эксперименте.

Другим критерием влияния на поток внешнего воздействия являются потери полного давления. Полное давление газа измерялось и рассчитывалось в конце диффузора. Эксперимент показал, что в отсутствие воздействий полное давление $p_{10}^0 = 9.4 \text{ atm}$, при расчете $p_{10}^0 = 12.3 \text{ atm}$. При наличии воздействий $I = 330 \text{ A}$, $B = 1.3 \text{ T}$ в эксперименте полное давление $p_{10}^E = 5.9 \text{ atm}$, в расчете $p_{10}^E = 9.13 \text{ atm}$. Отсюда видно, что более слабое изменение положения присоединенных скачков в вычислительном эксперименте сопровождается более низкой относительной потерей полного давления.

Изменение положения присоединенных скачков и потери полного давления являются реакцией потока на силовое и энергетическое воздействие. Силовое воздействие определяется параметром Стюарта St — отношением работы силы Лоренца на длине зоны взаимодействия L к удвоенной кинетической энергии газа [19]. Относительный вклад энергетического воздействия N определяется величиной джоулевого нагрева газа во внешнем и магнитоиндуцированном полях в течение пролетного времени, отнесенное к удвоенной кинетической энергии газа [19]. В данной работе эти параметры выражаются следующим образом:

$$St = \frac{jBL}{\rho_{in} u_{in}^2}; \quad N = \frac{j^2 L}{\sigma_0 u_{in}} \frac{1}{\rho_{in} u_{in}^2}.$$

Здесь $j = I/S$ — плотность тока, где S определяется площадью электрода и межэлектродного промежутка; σ_0 — скалярное значение проводимости; ρ_{in} , u_{in} — плотность газа и скорость потока на входе в диффузор соответственно. В таблице приведены экспериментальные и расчетные величины воздействий и изменения, которые они вызвали в потоке при $I = 350 \text{ A}$ и $B = 1.3 \text{ T}$. Здесь приведены значения изменения угла встречи присоединенных скачков, отнесенные к значению в отсутствие воздействия $\frac{\Delta\alpha}{\alpha^0}$, изменение положения точки встречи присоединенных скачков, отнесенное к значению в отсутствие воздействий $\frac{\Delta X_c}{X_c^0}$ и разница между значениями полного давления в отсутствие и при наличии внешних воздействий, отнесенная к значению при отсутствии воздействий, $\frac{\Delta p_{10}}{p_{10}^0}$.

Как видно из приведенных данных, более слабое изменение параметров потока в вычислительном эксперименте связано с более слабым джоулевым нагревом.

Представление о том, как влияют на параметры потока различные факторы, можно получить из одномерного приближения [19,20]. Показано, что различные факторы (геометрия канала, сила Лоренца, подвод (отвод)

тепла) действуют аддитивно, причем соответствующие им коэффициенты отличаются друг от друга. Так, на изменение скорости при равных значениях St и N сила Лоренца оказывает влияние в 2.5 раза больше, чем нагрев, независимо от числа Маха потока. Степень влияния параметра Стюарта и параметра энергетического воздействия на число Маха потока M зависит от его величины. Так, при значениях M , близких к 1, действие лоренцевой силы также в 2.5 раза эффективнее, чем нагрев. При $M > 5$ на изменение числа M лоренцева сила и джоулев нагрев оказывают одинаковое влияние. Можно полагать, что в условиях данного эксперимента эти два фактора вызывают сравнимые изменения в значениях числа Маха потока, от которого в основном зависит положение присоединенных скачков.

Таким образом, одной из причин расхождения экспериментальных и расчетных данных является то, что в эксперименте значения проводимости плазмы ниже, чем значения, используемые в расчете, поэтому джоулев нагрев сильнее, что приводит к более сильному торможению потока. Второй причиной является образование пристеночного слоя на стенках экспериментального диффузора.

Эксперимент выполнялся в широком диапазоне значений силы тока при $B = 1.3 \text{ T}$. На рис. 6, *a-c* для разных

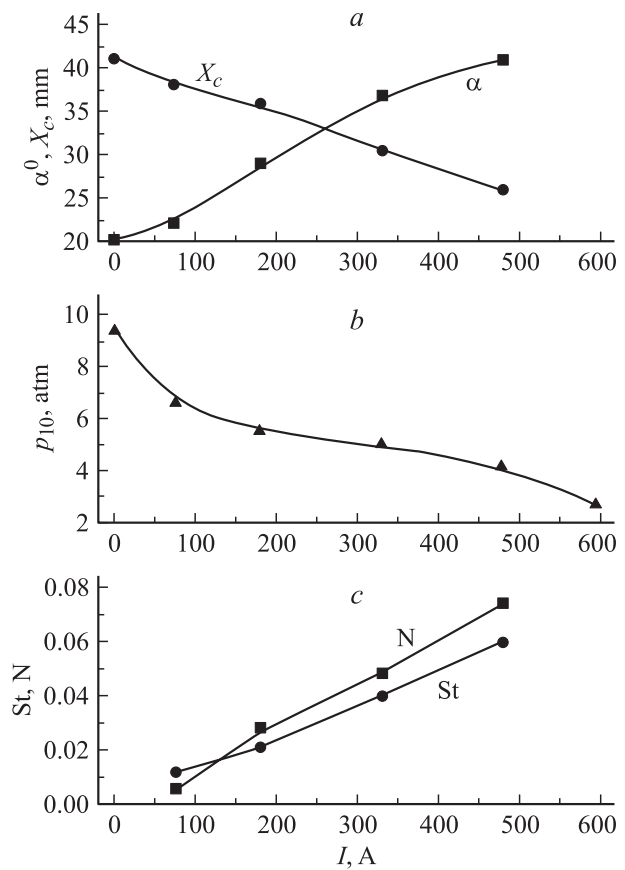


Рис. 6. Зависимость от величины тока при $B = 1.3 \text{ T}$: *a* — положения точки встречи скачков и половины угла их встречи, *b* — значения полного давления, *c* — параметров силового St и энергетического N взаимодействий.

величин тока приведены значения основных геометрических параметров присоединенных скачков, значения полного давления на оси потока в конце диффузора и относительные значения силового и энергетического воздействий. Анализ приведенных данных на рис. 6 показывает, что при увеличении интенсивности воздействия ударно-волновая конфигурация существенно изменяется. Так, при максимальных токах значение угла 2α приближается к 90° , т.е. при этих условиях возможен переход от регулярного отражения присоединенных скачков к маховскому и образование локальных дозвуковых зон. Этот режим сопровождается наиболее сильным (в 5 раз) падением полного давления. При этом расходуется примерно 10% кинетической энергии потока.

Так как данная работа направлена на изучение возможности корректировки характеристик ударно-волновых конфигураций при небольших отклонениях чисел Маха полета от расчетных значений, то следует более внимательно рассмотреть, при каких условиях в данном диффузоре происходят небольшие, порядка 10%, изменения характеристик скачков. Эти данные следующие: $\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} = 0.1$, $\frac{\Delta X_c}{X_c^0} = 0.1$, $\frac{\Delta p_{10}}{p_{10}^0} = 0.25$, $St = 0.011$, $N = 0.0055$.

2-й способ

Для снижения уровня силового и энергетического воздействий был использован импульсно-периодический токовый сигнал и реализовано так называемое релаксационно-периодическое воздействие. Оно основано на том, что существуют конечное время релаксации ударно-волновой конфигурации к новой форме после начала воздействия и конечное время релаксации к прежней форме после выключения воздействия [21–23]. Форма импульсов тока приведена на рис. 7, *a*. Первый импульс имеет более медленное нарастание. Можно считать, что второй и третий импульсы являются фрагментами импульсно-периодического тока. Из рис. 7, *b* и *c* видно, что угол между скачками и расстояние до точки встречи скачков достигают своего стационарного значения, соответствующего максимальному току, через 30–40 μs от начала первого импульса и затем практически не чувствуют колебаний тока. В импульсно-периодическом случае для создания такой же скачковой конфигурации, как в случае постоянного тока, потребовался ток, средняя величина которого примерно на 10% меньше. Таким образом, можно полагать, что в этом случае силовое воздействие на 10%, а энергетическое на 20% меньше, чем в первом случае. Значение полного давления осталось практически таким же.

Теоретическое моделирование задачи показывает такие же тенденции [23]. На рис. 8 приведены изменения геометрического параметра X_c при пульсациях тока. Анализ данных показывает, что за время первого импульса (рис. 8) величина X_c возросла, но не успевала достигнуть стационарного значения, затем с течением времени она изменяется слабо и при наиболее глубоком падении тока, между вторым и третьим импульсами,

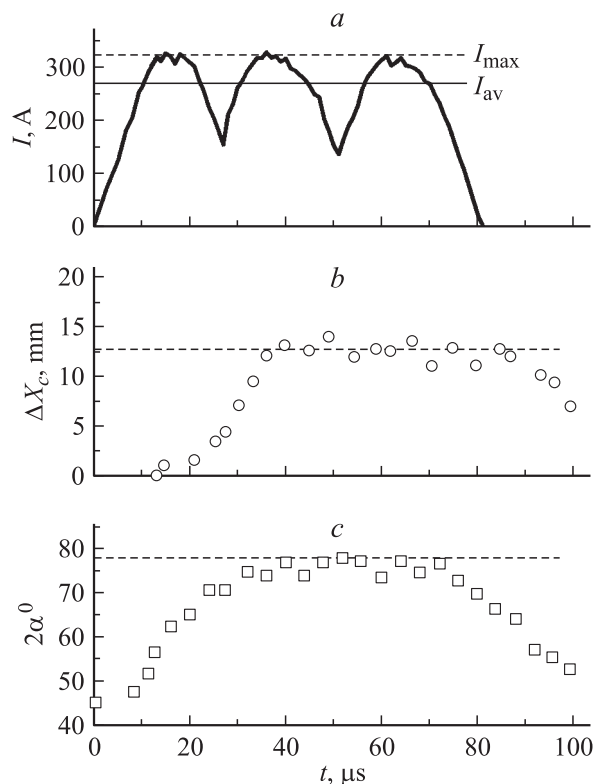


Рис. 7. Импульсно-периодическое воздействие, эксперимент при $B = 1.3$ Т. *a* — изменение тока со временем, *b* — разница в положении точки встречи скачков в отсутствии и при наличии взаимодействия, *c* — изменение со временем угла встречи присоединенных скачков. Пунктир — стационарные значения ΔX_c и 2α при $I = I_{max}$.

значение X_c оказывается существенно выше значений, достигаемых при такой же величине тока в стационарном случае.

Результаты экспериментального исследования импульсно-периодического взаимодействия, которые показывают, при какой интенсивности внешних воздействий могут быть осуществлены малое изменение геометрических параметров присоединенных скачков и незна-

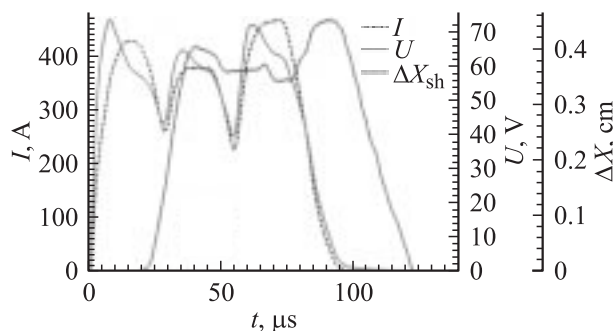


Рис. 8. Расчетные данные по изменению со временем электрического тока, напряжения на электродах и сдвига точки встречи присоединенных скачков при $B = 1.3$ Т.

чительное падение полного давления, такие: $\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} = 0.1$, $\frac{\Delta X_c}{X_c^0} = 0.1$, $\frac{\Delta p_{10}}{p_{10}^0} = 0.75$, $St = 0.01$, $N = 0.0045$.

Видно, что силовые и энергетические затраты в этом случае меньше, чем в предыдущем.

3-й способ

Этот способ организации воздействий показан на рис. 9 [16,20]. Здесь через пары электродов 3–4 протекает пристеночный продольный ток I . Сила Лоренца F_L в этом случае действует как на сжатие (расширение) объема газа, так и на торможение (ускорение). На рис. 10, *a* показана шлирен-картина течения при среднем токе 450 А и $B = 1.3$ Т, а на рис. 10, *b* дана ее

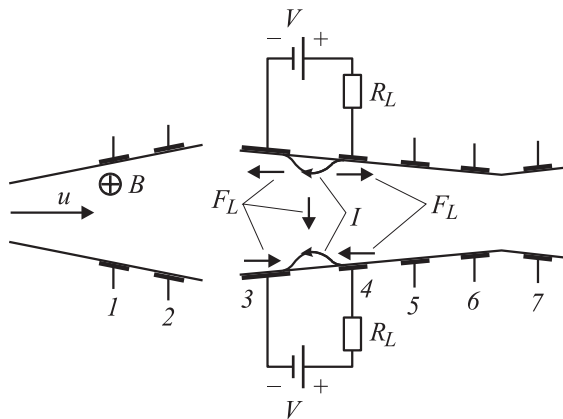


Рис. 9. 3-й способ подключения электродов. I — условное изображение тока, F_L — сила Лоренца.

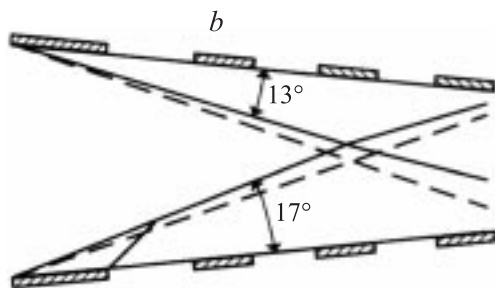
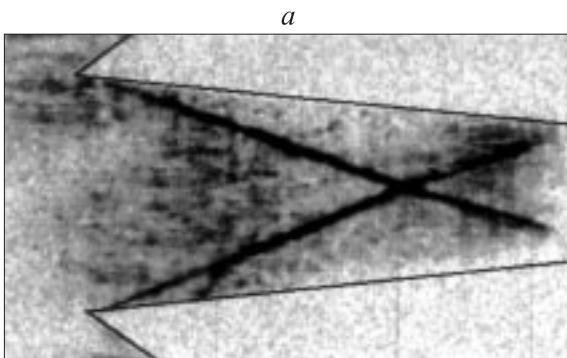


Рис. 10. Шлирен-картина скачков уплотнения (*a*) и расшифровка с указанием значений угла φ (*b*).

расшифровка. Видно, что угол наклона присоединенного скачка изменился при взаимодействии на 2° , верхний прижался к стенке, а нижний отодвинулся. Измерение полного давления показало, что в пределах точности измерений значения полного давления в отсутствие внешних воздействий и при их наличии одни и те же.

При данном замыкании мощность объемных сил P определяется как

$$P = \int \mathbf{F}_L \cdot \mathbf{u} d\tau,$$

где сила Лоренца $\mathbf{F}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$, u — скорость потока, τ — объем.

Средняя работа силы Лоренца $\langle A \rangle$ определяется следующим образом: $\langle A \rangle = \langle P \rangle (L/u_{in})$. Значение $\langle St \rangle = \langle A \rangle / \rho_{in} u_{in}^2$ оценивается с точностью до множителя 2. Результаты измерений основных параметров взаимодействия при 3-м способе организации тока следующие: $\frac{\Delta\varphi}{\varphi_0} = 0.13$, $\frac{\Delta p_{10}}{p_{10}^0} = 0$, $St = 0.02$, $N = 0.1$.

Этот способ, с одной стороны, привлекателен тем, что при нем слабо возмущается ядро потока, однако он оказывается весьма энергоемким.

Заключение

Анализ различных способов организации воздействий магнитного и электрического полей на входную ударно-волновую конфигурацию в исследуемом диффузоре показывает, что, скорее всего, оптимальным вариантом с точки зрения затрат энергии и потери полного давления является вариант с организацией импульсно-периодического воздействия во входной части диффузора.

Обобщая в целом опыт работы в данном направлении, можно полагать, что практически всегда возможно найти место и способ организации воздействий, так чтобы для малого изменения положения присоединенных скачков потребовались относительно малые затраты энергии и весь процесс сопровождался небольшими потерями полного давления. В этом смысле нам кажется, что МГД метод управления скачками в диффузоре имеет будущее.

Работа выполняется по программе РАН (№ 20) президиума Российской академии наук и при поддержке EOARD (проект МНТЦ 2009).

Список литературы

- [1] Gurijanov E.P., Harsha P.T. // AIAA Paper, 96-4609, 7th Aerospace Planes and Hypersonic Technology Conf. Norfolk, 1996.
- [2] Фрайштадт В.Л., Куранов А.Л., Шейкин Е.Г. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 11. С. 43–47.
- [3] Головачев Ю.П., Суцих С.Ю. // ЖТФ. 2000. Вып. 2. С. 28–33.
- [4] Vatazhin A., Kopchenov V., Gousskov O. // AIAA Paper 99-4972. 1999.
- [5] Macheret S.O., Shneider V.N., Miles R.B. // AIAA Paper 2001-2880. 2001.

- [6] *Bityurin V.A., Lineberry J.T., Potebnia V.G.* et al. // AIAA Paper 97-2393. 28th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf. Atlanta, 1997.
- [7] *Golovachev Yu.P., Sushchikh S.Yu., Van Wie D.V.* // AIAA Paper 2000-2666. 2000.
- [8] *Бобашев С.В., Васильева Р.В., Дьяконова Е.А.* и др. // ПЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 2. С. 63–69.
- [9] *Лапушкина Т.А., Бобашев С.В., Васильева Р.В.* и др. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 4. С. 23–31.
- [10] *Bobashev S.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A.* et al. // AIAA Paper 2001–2878. 32nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf. 4th Weakly Ionized Gases Workshop. Anaheim, 2001.
- [11] *Bobashev S.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A.* et al. // AIAA Paper 2003-0169. 41st Aerospace Meeting and Exhibit. Reno, 2003.
- [12] *Лапушкина Т.А., Васильева Р.В., Ерофеев А.В.* и др. // ПЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 17. С. 33–38.
- [13] *Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Лапушкина Т.А.* и др. // Тез. докл. Междунар. научно-техническая конф. „Фундаментальные проблемы высокоскоростных течений“. Жуковский, 2004. С. 237–238.
- [14] *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.
- [15] *Bobashev S.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A.* et al. // AIAA Paper 2002-5183. 11th AIAA/AAAF Intern. Conf. Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies. Orleans, 2002.
- [16] *Bobashev S.V., Vasil'eva R.V., Erofeev A.V.* et al. // 4th Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow: IVTAN, 2002. P. 169–175.
- [17] *Golovachev Yu.P., Kurakin Yu.A., Schmidt A.A.* et al. // AIAA Paper 2001-2883. 2001.
- [18] *Bobashev S.V., Golovachov Yu.P., Van Wie D.M.* // J. Propulsion and Power. 2003. Vol. 19. N 4. P. 4658.
- [19] *Вулис Л.А., Генкин А.Л., Фоменко В.А.* Теория и расчет магнитогидродинамических течений в каналах. М.: Атомиздат, 1971. 384 с.
- [20] *Бобашев С.В., Васильева Р.В., Ерофеев А.В.* и др. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 2. С. 43–50.
- [21] *Bobashev S.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A.* et al. // AIAA Paper 2002-2164. 33^d AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf. 14th Intern. Conf. on MHD Power Generation and High Temperature Technologies. Maui (Hawaii), 2002.
- [22] *Poniaev S.A., Erofeev A.V., Lapushkina T.A.* et al. // 5th Intern. Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow: IVTAN, 2003. P. 284–288.
- [23] *Головачев Ю.П., Куракин Ю.А., Шмидт А.А.* и др. // Тез. докл. Междунар. научно-техническая конф. „Фундаментальные проблемы высокоскоростных течений“. Жуковский, 2004. С. 235–236.