

03:04

Создание гиперзвуковых течений мощным импульсным капиллярным разрядом

© А.С. Пащина, Р.Е. Кармацкий, А.И. Климов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

E-mail: fgrach@mail.ru

Поступило в Редакцию 9 марта 2017 г.

Экспериментально показана возможность использования мощного импульсного капиллярного разряда для получения квазистационарных высокоскоростных потоков плазмы с характерными значениями чисел Маха $M = 3-10$ и температур $T = 3000-6000$ К. В атмосфере разреженного газа ($p_\infty < 10$ Torr) поперечный размер потока превышает $d > 3$ см, а продолжительность рабочего цикла может быть доведена до сотен миллисекунд, что представляет интерес в задачах лабораторного моделирования физико-химических и газодинамических эффектов взаимодействия тел с гиперзвуковыми течениями. Обнаружены сильная температурная неравновесность (отношение колебательной и вращательной температур достигает $T_v/T_r = 3$ и более) и аномально низкие значения эффективного показателя адиабаты, что свидетельствует об интенсивной наработке многоатомных молекул и конденсированных частиц в углеродсодержащей плазме.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.22.45264.16767

Высокоскоростные плазменные струи находят широкое применение в научных исследованиях и технических приложениях: физике плазмы, спектроскопии, газодинамике, космической технике, плазменных технологиях и др. Одним из актуальных направлений, предполагающих использование плазменных струй, является динамика гиперзвукового полета, а также родственные проблемы. Сложность и дороговизна натуральных экспериментов [1], а также исследований на созданных для этой цели крупномасштабных стендах (см., например, [2]) приводят к необходимости поиска менее затратных способов моделирования гиперзвукового полета в лабораторных условиях, позволяющих оперативно решать отдельно взятые задачи с менее жесткими требованиями к соблюдению критериев подобия и параметров потока. В настоящее время для этой цели применяются различные методы, основанные на

использовании индукционного высокочастотного разряда [3], катодной дуги низкого давления [4], рельсотронного ускорителя [5,6], магнитно-плазменного компрессора [7]. Каждому из этих методов присуща своя специфика, которая определяет их область применения в соответствии с возможностью получения требуемых параметров потока (скорости, температуры, концентрации заряженных частиц, длительности рабочего цикла) в условиях конкретного эксперимента (состав, давление окружающей атмосферы и др.).

Еще одним методом получения высокоскоростных потоков плазмы является использование мощного импульсного разряда в капилляре с аблирующей стенкой. Рабочим телом в таком разряде является вещество стенки капилляра, которое при протекании тока разряда испаряется под воздействием тепловых потоков и поступает в канал разряда, где ионизируется и далее выбрасывается из капилляра в виде плазменной струи. Свойства плазменных струй, инжектируемых в воздух при атмосферном давлении, достаточно детально изучались рядом исследовательских групп (обзор работ представлен в [8]). В то же время детальных исследований свойств таких струй при их инжекции в разреженную атмосферу не проводилось. Согласно результатам предварительных экспериментов истечение плазменной струи в разреженную атмосферу сопровождается ее расширением, понижением газовой температуры и концентрации заряженных частиц. При давлениях менее $p_{\infty} < 10 \text{ Torr}$ поперечный размер струи увеличивается до 20–30 мм, что сравнимо с характерными размерами потоков, создаваемыми упомянутыми выше способами, и позволяет рассмотреть возможность использования капиллярного разряда в лабораторных экспериментах по моделированию условий гиперзвукового полета. Обнадеживающими предпосылками для этого служит высокая скорость потока плазмы (до 10–25 км/с), ожидаемое снижение концентрации заряженных частиц до требуемых значений $n_e = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, принципиально неограниченный диапазон давлений окружающего газа, продолжительное время рабочего цикла (единицы-сотни миллисекунд), более чем на три порядка превышающее времена работы рельсотронных ускорителей и магнитоплазменного компрессора.

Цель настоящей работы — оценка возможности использования плазменной струи, инжектируемой в разреженную атмосферу, в качестве источника высокоскоростного (гиперзвукового) потока, а также оценка газодинамических параметров такого потока.

Для получения плазменного потока используется капиллярный разрядник, детальное описание которого приведено в [8]. Состав инжектируемой плазмы определяется материалом стенки капилляра, в качестве которого используется полиметилметакрилат (химическая формула $C_5H_8O_2$). Начальный диаметр капилляра составляет 1 мм, глубина 5 мм. В качестве источника питания разряда используется емкостный накопитель, обеспечивающий следующие параметры разрядного импульса: мощность разрядного импульса $N = 15\text{--}40\text{ kW}$, форма тока разряда — полуволна синусоиды, амплитуда разрядного тока $I_m = 90\text{--}160\text{ A}$, длительность разряда $T_{1/2} = 7.5\text{ ms}$. Разрядник размещался в вакуумной камере, минимальная величина остаточного давления в которой составляет $p_\infty = 3\text{ Torr}$. Вдоль оси капилляра на заданном расстоянии от его среза (1.5–5 см) устанавливались пробные тела различной формы: сфера, конус, несимметричный клин и др. Эксперименты проводились в атмосфере воздуха в диапазоне давлений $p = 3\text{--}300\text{ Torr}$.

Изучение картины течения проводилось путем регистрации собственных изображений выбранного участка газоплазменного потока с помощью высокоскоростной видеокамеры MotionPro N3 (длительность экспозиции $1\text{ }\mu\text{s}$, частота кадров 4–5 kHz). С помощью спектрометра AvaSpec UL-2048 производилась регистрация спектров излучения плазмы в диапазоне длин волн 280–800 nm, на основе которых также получены данные о компонентном составе и выполнены оценки основных параметров плазмы: концентрации заряженных частиц, колебательной и вращательной температур.

Уже первые пуски показали, что течение в окрестности пробных тел соответствует типичной картине обтекания сверхзвуковым потоком (рис. 1). Перед телом образуется ударная волна, форма и пространственное положение которой определяются геометрией обтекаемого тела и параметрами набегающего потока. Интенсивность излучения плазмы в окрестности ударной волны резко изменяется: перед ударной волной наблюдается зона с пониженной интенсивностью излучения, в то время как в зоне торможения (за ударной волной) интенсивность излучения существенно возрастает. Именно граница резкого изменения интенсивности излучения использовалась в наших экспериментах для определения пространственного положения ударной волны. Определенную уверенность в правомерности применения такого подхода дают результаты исследований других авторов, проводивших эксперименты

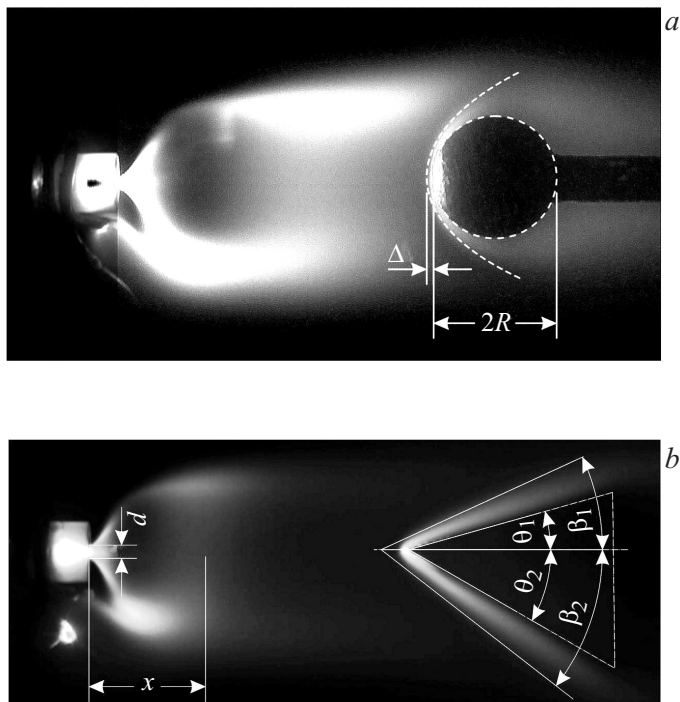


Рис. 1. Типичная картина сверхзвукового обтекания сферы (*a*) и несимметричного клина (*b*). Буферный газ—воздух, давление в камере $p_\infty = 3 \text{ Торг}$.

при схожих условиях [9], в том числе с применением модифицированных теневых и интерференционных методов визуализации потока [10]. Форма и пространственное положение ударной волны изменяются в течение разрядного импульса в соответствии с изменением скорости потока плазмы, зависящей от текущего значения мощности разряда.

Оценка газодинамических параметров потока производилась двумя независимыми способами: 1) на основе анализа ударно-волновой структуры начального участка струи; 2) на основе анализа пространственного положения отошедшей ударной волны. В первом способе использована зависимость положения центрального скачка уплотнения относительно

среза капилляра x_C от числа Маха [11]

$$\frac{x_C}{d} = M^{\frac{1}{\gamma-1}} \left[\left(\frac{\gamma-1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{\gamma+1}{4.8\gamma} \right]^{1/2},$$

где d — диаметр капилляра, γ — показатель адиабаты.

Во втором способе использована связь геометрических параметров отошедшей ударной волны и числа Маха набегающего потока. Для клина эта связь устанавливается известной аналитической зависимостью

$$\frac{1}{M^2} = \frac{\gamma+1}{2} \sin\beta \cos\beta \operatorname{tg}(\beta-\theta) - \frac{\gamma-1}{2} \sin^2\beta, \quad (1)$$

а для сферы может быть представлена эмпирической зависимостью [12]

$$\frac{\Delta}{R} = 0.76 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} + \frac{0.23}{(M-1)^{1.43}}. \quad (2)$$

Здесь β , θ — угол отошедшей ударной волны и угол клина относительно направления набегающего потока соответственно, Δ , R — отход ударной волны и радиус сферы соответственно.

Оба метода в границах их применимости приводят к близким результатам оценки числа Маха, величина которого зависит от энергии разрядного импульса, размеров капилляра и остаточного давления в камере. Зарегистрированный в проведенной серии экспериментов диапазон изменения чисел Маха составляет $M = 3-10$.

Точность оценок числа Маха существенно зависит от значений эффективного показателя адиабаты, который входит в зависимости (1), (2). Значение этого параметра для многокомпонентной плазмы капиллярно-го разряда заранее неизвестно, что приводит к необходимости одновременного определения обоих параметров (M и γ) по результатам одного пуска. Такая возможность существует для несимметричных моделей, в частности несимметричного клина (рис. 1, *b*). Пример зависимости числа Маха от эффективного показателя адиабаты, построенной на основе зависимости (1) по результатам одного из пусков, представлен на рис. 2. На этом рисунке сплошные линии $M(\theta_1, \beta_1)$, и $M(\theta_2, \beta_2)$ построены для средних значений углов β_1 и β_2 ударной волны, отошедшей соответственно от верхней и нижней поверхности клина (рис. 1, *b*), а штриховыми линиями обозначен диапазон отклонения этих

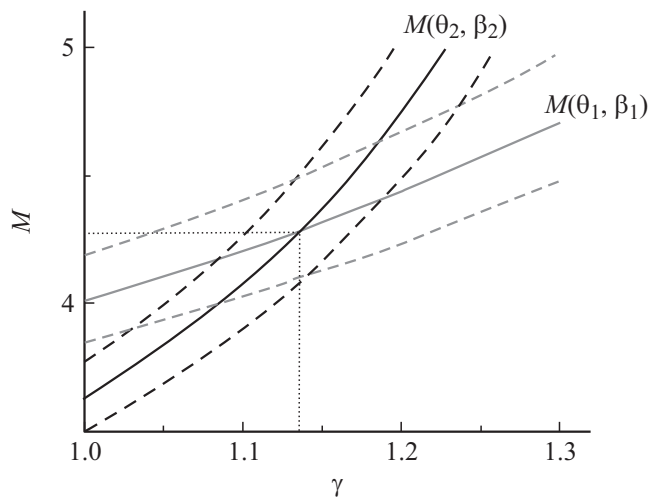


Рис. 2. Пример зависимости числа Маха от эффективного показателя адиабаты, полученной по результатам обтекания несимметричного клина: $\theta_1 = 15.6^\circ$, $\beta_1 = 24.9 \pm 0.6^\circ$, $\theta_2 = 29.9^\circ$, $\beta_2 = 38.7 \pm 0.6^\circ$, буферный газ — воздух, давление в камере $p_\infty = 3$ Торг. Углы θ и β соответствуют обозначениям на рис 1, *b*.

зависимостей от их среднего значения, обусловленный погрешностью определения углов β_1 и $\beta_2 (\pm 0.6^\circ)$. Точка пересечения кривых $M(\theta_1, \beta_1)$ и $M(\theta_2, \beta_2)$ дает значения M и γ . Среднее значение эффективного показателя адиабаты для данного примера составляет $\gamma = 1.13 \pm 0.1$. Близкий результат получается путем сравнительного анализа экспериментальных данных по обтеканию сферы (рис. 1, *a*) и эмпирической зависимости (2), верхнее значение эффективного показателя адиабаты в этом случае не превышает $\gamma \leq 1.12$.

Низкие значения эффективного показателя адиабаты служат признаком значительной концентрации многоатомных молекул и конденсированных частиц в газоплазменном потоке. Источником многоатомных молекул и конденсированных частиц является входящий в состав материала стенки капилляра углерод. Оптимальные условия роста конденсированных частиц достигаются в ограниченном диапазоне температур $T = 1500\text{--}4500$ К [13], что, как показано в [14], является причиной немонотонной зависимости эффективного показателя адиабаты

углеродсодержащей плазмы от температуры. При инжекции плазменной струи в разреженную атмосферу такие условия могут выполняться в большей части ее объема, что подтверждается результатами оценки температуры по зарегистрированным спектрам излучения плазмы. Диапазоны значений колебательной и вращательной температур, определенные по молекулярным полосам Свана радикала C_2 , составляют $T_v = 9000-14000$ К и $T_r = 3800-6000$ К соответственно. Обращает на себя внимание большой отрыв (до 3 и более раз) колебательной и вращательной температур. Сильная температурная неравновесность, очевидно, является результатом избирательного влияния газодинамики течения на параметры плазменных компонентов (электронов и тяжелых частиц) вследствие существенного различия их масс.

Таким образом, результаты первых экспериментов свидетельствуют о возможности использования импульсного капиллярного разряда в качестве простого и эффективного способа получения в разреженной атмосфере квазистационарных потоков плазмы в диапазоне параметров, представляющих интерес для лабораторного моделирования физико-химических и газодинамических эффектов и экспериментального изучения процессов взаимодействия тел с высокоскоростными газоплазменными потоками. Обнаруженные особенности эрозионной плазмы, такие как сильная температурная неравновесность и низкие значения эффективного показателя адиабаты, позволяют по-новому подойти к решению многих фундаментальных задач магнитоплазменной аэродинамики и, вполне вероятно, могут представлять интерес в других областях науки и техники. В дальнейшем представляется целесообразным детальное изучение теплофизических электрофизических и газодинамических свойств таких потоков с целью определения режимов разряда, удовлетворяющих требованиям к проведению модельных экспериментов. Важным шагом в дальнейшей работе должно стать повышение пространственного разрешения картин обтекания за счет применения модифицированных теневых методов [10], обеспечивающих возможность непосредственного контроля скачков уплотнения в условиях низких градиентов плотности.

Список литературы

- [1] Hayes D.T., Rotman W. // AIAA J. 1973. V. 11. N 5. P. 675–682.
- [2] Poniaev S.A., Kurakin Y.A., Schmidt A.A., Bobashev S.V., Steffens L., Esser B., Gulhan A. // J. Phys. Conf. Ser. 2014. V. 572. P. 1–5.

- [3] Lemmer K.M., Gallimore A.D., Smith T.B. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. N 2. P. 25019.
- [4] Shashurin A., Zhuang T., Teel G., Keidar M., Kundrapu M., Loverich J., Beilis I., Raitses Y. // J. Spacecr. Rockets. 2014. V. 51. N 3. P. 838–846.
- [5] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. В. 6. С. 62–69.
- [6] Бобашев С.В., Резников Б.И., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 13. С. 64–71.
- [7] Mashek I.C., Lashkov V.A., Anisimov Y.I., Kolesnichenko Y.F. // 44th AIAA Aerosp. Meet. Exhib. Reno. NV, 2006. Paper 2006–1458.
- [8] Пащина А.С., Ефимов А.В., Чиннов В.Ф. // ТВТ. 2016. Т. 54. № 4. С. 513–528.
- [9] Zander F., Gollan R.J., Jacobs P.A., Morgan R.G. // Shock Waves. 2014. V. 24. N 2. P. 171–178.
- [10] Бойко В.М., Оришич А.М., Павлов А.А., Пикалов В.В. Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте / Под ред. В.М. Фомина. Новосибирск: НГУ, 2009. 450 с.
- [11] Crist S., Sherman P.M., Glass D.R. // AIAA J. 1966. V. 4. № 1. P. 68–71.
- [12] Масленников В.Г. // Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений / Под ред. Ю.А. Дунаева, М.-Л.: Наука, 1967. С. 256–264.
- [13] Eremin A.V. // Prog. Energy Combust. Sci. 2012. V. 38. N 1. P. 1–40.
- [14] Резников Б.И., Алексеев Н.И., Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Поняев С.А., Куракин Р.О., Розов С.И. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 8. С. 48–52.