ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР, 2010, том 48, № 6, с. 948–955

УДК 532.23

ПЛАЗМЕННАЯ АЭРОДИНАМИКА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

© 2010 г. В. В. Голуб[1], А. С. Савельев[2], В. А. Сеченов[2], Э. Е. Сон[1,2], Д. В. Терешонок[2]

[1]Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

[2]Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный

Поступила в редакцию 16.07.2010 г.

В работе проведено экспериментальное исследование и численное моделирование процесса периодического инициирования искрового протяженного разряда в потоке воздуха с числом Маха M = 2. Измерены критические параметры разряда в скоростном потоке воздуха, проведена визуализация течения газа в присутствии разряда. Проведено исследование влияния разряда на картину течения вблизи обтекаемой сверхзвуковым потоком поверхности тела.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время аэродинамика летательных аппаратов, основанная на геометрии его частей, приближается к совершенству. Направление совершенствования профиля крыла и других компонентов самолета за счет геометрии практически себя исчерпало. Поэтому в настоящее время все больше усилий ученых и инженеров тратится на то, чтобы применять новые перспективные способы улучшения картины течения воздуха вокруг поверхности летательного аппарата, т.н. активные методы управления. К первым попыткам применения таких устройств можно отнести микроэлектромеханические системы (MEMS-технологии) – технологии и устройства, объединяющие в себе микроэлектронные и микромеханические компоненты. В аэродинамике данные устройства применяются в качестве механических осцилляторов и генераторов вихрей.

Другим типом перспективных устройств управления потоком газа являются плазменные актуаторы. Основная идея в этом случае заключается в том, что в потоке газа (воздуха) создается электрический разряд различного вида, при этом поток приобретает дополнительные добавки к параметрам, например, энтальпии за счет дополнительного ускорения частично ионизированного газа в сильном электрическом поле или за счет нагрева газа. Основные используемые типы разряда – это коронный, искровой, диэлектрический барьерный разряд, СВЧ-разряд. В отличие от механических актуаторов, с помощью плазменных устройств можно вкладывать в набегающий поток газа практически неограниченное количество энергии, при этом данные устройства не уступают MEMS в быстродействии. При этом нужно отметить, что развитие плазменной аэродинамики сопровождается бурным развитием полупроводниковой электроники и технологий преобразования электрической энергии. Следует отметить, что плазменная аэродинамика – раздел аэродинамики, в котором рассматриваются новые методы активного влияния на течение газа с помощью плазменных технологий, – исследует не только внешнюю, но также и внутреннюю аэродинамику. Устройства создания плазмы вблизи обтекаемой дозвуковым или сверхзвуковым воздухом поверхности полезны при проектировании новых типов двигателей (в том числе и сверхзвуковых прямоточных) и МГД-генераторов.

Если для управления дозвуковым течением газа в настоящее время используются различные типы электрических разрядов, то в сверхзвуковом потоке газа лишь часть из них может быть применена. Это связано с тем, что при достаточно высоких скоростях набегающего потока процесс ионизации протекает иначе – сверхзвуковой поток уносит часть ионов из области сильного электрического поля, при этом интенсивность разряда и энерговклад в целом падают. К примеру, показано, что диэлектрический барьерный разряд способен существенно влиять на картину дозвукового течения со скоростью до 100 м/с [1]. При этом в трансзвуковом потоке воздуха какое-либо влияние данного типа разряда на поток не наблюдается [2]. В сверхзвуковом потоке воздуха с числом Маха M = 2 поток уже сильно изменяет структуру плазмы вблизи актуатора [3]. Более перспективным способом влияния на параметры сверхзвукового течения воздуха представляется именно импульсно-периодическое действие, например с помощью сильноточного искрового разряда, при этом механизм действия разряда на поток считается тепловым. Одним из методов создания такого возмущения является использование разряда, в котором происходит нагрев газа, в результате появляется тепловое возмущение. Как было показано теоретически в работе [10], подвод тепла в потоке газа приводит к образованию вихрей, поэтому для понимания физических основ управления движением газа с помощью теплового воздей-

ствия следует исследовать взаимодействие образующихся вихрей с набегающим потоком. Подобные исследования были начаты в ряде работ Гаитонде и др. [6–9]. В этих работах представлено исследование нагрева ламинарного пограничного слоя при набегающем потоке с числом Маха M = 1.5. Проведен анализ эволюции пары образованных вихрей по мере их продвижения вниз по потоку. Полученные результаты имеют много общего с прямым численным моделированием, выполненным в работе [11] для механического возмущения. Известны также и экспериментальные работы по исследованию влияния искрового разряда на картину сверхзвукового течения при наличии косого скачка уплотнения и отрывной зоны [12, 13].

При сравнении механического и теплового воздействия можно сделать некоторые выводы относительно качества управления потоком. Хотя механические приборы могут быть эффективными, они имеют некоторые недостатки – сложность конструкции, большой вес, некомпактность, к тому же могут приводить к нежелательным вибрациям, они состоят из механических частей, которые могут стираться или ломаться. Главные преимущества тепловых и плазменных актуаторов – надежность, простота, малое потребление энергии, а так же возможность управления с большими частотами, соответствующими числам Струхаля в потоке порядка единицы, при котором воздействие на поток наиболее эффективно.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной работе рассматривается возможность инициирования искрового протяженного разряда с частотой порядка кГц в сверхзвуковом потоке воздуха с числом Маха M = 2. В качестве плазменного актуатора – электрического устройства, с помощью которого создается плазма в потоке для управления режимом течения, – используется секционированный разрядник с характерной длиной между электродами порядка 10 см (размер модели). Ранее уже были получены параметры течения, при которых может быть осуществлено инициирование протяженного искрового разряда [4], но в работе исследовался процесс единичного инициирования разряда с энергиями, существенно большими 1 Дж в потоке за фронтом ударной волны. Практический интерес представляет процесс импульсно-периодического инициирования разряда с периодом времени, сравнимым с пролетным временем потока над рассматриваемой частью поверхности тела, то есть с частотой порядка кГц. При этом число Струхаля в физическом процессе составляет величину порядка 1.

Процесс формирования протяженного искрового разряда исследовался на сверхзвуковой атмосферно-вакуумной аэродинамической трубе с числом Маха потока M = 2 (скорость потока V = = 520 м/с), числом Рейнольдса порядка 10^6 и при статическом давлении в потоке p = 0.15–0.18 атм. За выходным сечением сопла Лаваля располагалась аэродинамическая модель с криволинейной поверхностью с вмонтированным в нее плазменным актуатором так, чтобы в целом поверхность тела оставалась гладкой. В качестве аэродинамических моделей использовался NACA64a212 профиль, выполненный из диэлектрического материала (кварц), с характерным размером 10 см. Размер хорды профиля был постоянен во всех сечениях профиля, так что обтекание модели рассматривалось как двумерное. Герметичная рабочая камера аэродинамической трубы, в которую происходило сверхзвуковое истечение воздуха, снабжена оптическими стеклами для визуализации течения в присутствии электрического разряда. Визуализация течения проводилась с помощью теневого прибора ИАБ-451 методом Теплера (ножа и щели) [5], а также с применением теневого метода. Подсветка исследуемой области течения проводилась с помощью дуговой ксеноновой лампы ДКСШ-150-1. Шлирен- или теневая картина течения регистрировалась с помощью скоростной цифровой камеры Photron FASTCAM SA4 с разрешением 1024 × 1024 пикселей, с временами экспозиции не менее 1 мкс и со скоростью съемки до 20000 к/с. Аэродинамический профиль располагался в рабочей камере так, чтобы образующие обтекаемой поверхности были параллельны оптической оси теневого прибора, а передняя кромка профиля была перпендикулярна оси сопла Лаваля. При этом рабочая камера снабжена механическим устройством изменения угла атаки профиля относительно набегающего потока. При изменении угла атаки ориентация профиля относительно оптической оси теневого прибора и относительно оси сопла сохранялась. В качестве питающего актуатор устройства использовался высоковольтный источник SPELLMAN SL15P2000 с регулируемой величиной напряжения 0 кВ – 15 кВ и максимальной выходной мощностью 2 кВт. Схема инициирования разряда в частотном режиме состоит из балластного сопротивления R, величина которого определяется максимальным выходным током высоковольтного источника для данного значения напряжения, и набора высоковольтных керамических конденсаторов типа К15-5 с емкостью каждого C = 4.7 нФ. Так как допуск номинала конденсатора велик, то перед проведением эксперимента общая емкость дополнительно измерялась (точность измерений 4%). Характерная величина сопротивления составляет порядок R = 100 кОм. Время зарядки конденсаторов составляет порядок RC, и данная величина определяет частоту инициирования разряда в потоке. Измерение электрических параметров разряда

проводилось с помощью цифрового осциллографа LeCroy WaveRunner 104Xi, напряжение на разряднике измерялось с помощью делителя 1:1000 Tektronix P6015A, фронт разрядного тока регистрировался с помощью пояса Роговского.

Эксперименты по обтеканию с и без разряда на поверхности тела проводились при расчетном режиме истечения, когда профиль скорости сверхзвукового потока является равномерным. Угол атаки аэродинамического профиля варьировался от 0 до 15 градусов относительно набегающего потока. Эксперименты по шлирен-визуализации течения показали, что в данном диапазоне угла атаки вблизи задней кромки профиля возникает отрывное течение. При расчетном режиме работы аэродинамической трубы отрыв наиболее выражен при угле атаки 12 градусов и располагается на расстоянии 30–50 мм от задней кромки над поверхностью NACA-профиля. Поэтому на расстоянии 40 мм от задней кромки был встроен в поверхность профиля актуатор для создания искрового разряда и исследования влияния импульсного нагрева газа на картину течения. Экспериментальные исследования показали, что при частотах инициирования разряда около 6 кГц и средней вкладываемой мощности 500 Вт на 10 см качество поверхности профиля из кварца не меняется. Профиль выполнен с точностью 1 мкм и отполирован. На верхней поверхности выфрезерована канавка трапецеидального сечения для размещения проводящих сегментов длиной 5 мм каждый. Сегменты сделаны из ковара, имеющего коэффициент линейного теплового расширения, примерно на порядок меньший, чем у других марок стали или у других металлов. Сегменты плотно уложены в канавку, так что поверхность профиля в целом остается гладкой. Между двумя соседними сегментами проложен диэлектрик – тефлоновая пленка толщиной 50 мкм. К крайним сегментам подводится высокое напряжение с накопительной схемы.

Если убрать диэлектрик между несколькими крайними сегментами, то разрядный промежуток уменьшается. Протяженность искры и величина пробойного напряжения при этом также уменьшаются. Эксперименты с различной длиной разрядного промежутка (40 мм – 120 мм) показывают, что эффективная напряженность электрического поля, равная отношению напряжения на актуаторе к разрядному промежутку между крайними сегментами, остается неизменной. При данных параметрах сверхзвукового потока – числе Маха 2 и статическом давлении потока 0.15 атм – эта величина составляет 1.0 кВ/см. Механизм пробоя заключается в следующем. При подаче достаточного напряжения на актуатор вблизи незаземленного сегмента начинается ионизация газа. При этом проводимость среды между этим сегментом и соседним существенно возрастает. Так как сегменты выполнены из металла, этот процесс повторяется между следующей парой сегментов в направлении заземленного сегмента. Когда газ вблизи поверхности актуатора становится достаточно ионизирован, возникает основной пробой между высоковольтным крайним сегментом и заземленным крайним сегментом. Осциллограммы разрядного тока свидетельствуют о том, что весь описанный процесс занимает время менее одной микросекунды, что намного меньше пролетного времени, поэтому с точки зрения газодинамических процессов импульсный нагрев среды является мгновенным.

Электрический разряд в данном случае является самостоятельным и возникает тогда, когда напряжение между крайними сегментами разрядника достигнет определенной величины. Для изучения динамики распространения возмущения потока, вызванного искровым протяженным разрядом, необходимо, чтобы энергия отдельного разряда была величиной постоянной. С помощью подробных осциллограмм напряжения, снятых в течение 2 секунд с шагом 100 нс, удалось исследовать флуктуации пробойного напряжения, остаточного напряжения, энергии и частоты следования электрического разряда. Эксперимент показал, что величина пробойного напряжения зависит от угла атаки профиля, т.к. при изменении угла атаки изменяется значение статического давления потока вблизи места инициирования разряда. В более чем 95% случаев величина пробойного напряжения лежит в диапазоне 9.70 кВ–10.1 кВ, величина остаточного напряжения – в диапазоне 1.5 кВ–1.9 кВ, энергия отдельного разряда меняется в пределах 10% от среднего значения, которое зависит от емкости запасающих конденсаторов. Частота следования разрядов флуктуирует в большей степени, например, изменяется от 5 кГц до 6 кГц, т.к. она зависит как от величины пробойного напряжения, так и от режима работы высоковольтного источника. При превышении максимальной потребляемой мощности источник переходит в режим регулировки по току с уменьшенным значением выходного напряжения. В другом случае регулировка происходит по напряжению с постоянным значением выходного напряжения (порядка 10 кВ). Поскольку величина энергии отдельного разряда является величиной достаточно постоянной (95% значений лежат в диапазоне 10% от среднего значения, полуширина распределения составляет 4% от среднего значения), то представляется возможным восстановление шлирен- или теневой картины течения из цифровых кадров, полученных при различной задержке между моментом инициирования разряда и моментом экспозиции кадра.

Хотя тепловыделение с помощью разряда является мгновенным процессом, вызванные им возмущения потока существуют достаточно дол-

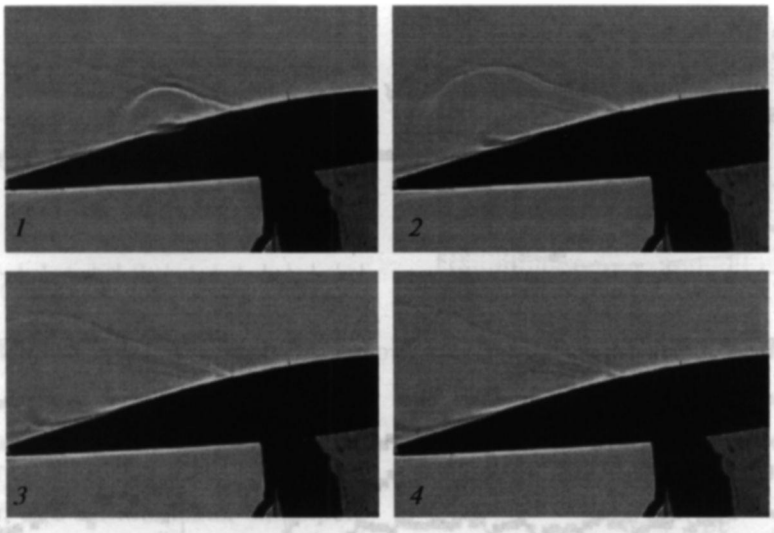

Рис. 1. Динамика развития протяженного искрового разряда на поверхности модели. Угол атаки 8 градусов. *1* – 20 мкс, *2* – 40 мкс, *3* – 60 мкс, *4* – 70 мкс после разряда.

го, чтобы повлиять на картину течения. На рис. 1 представлена серия теневых фотографий процесса обтекания профиля с инициированием разряда на его поверхности, причем представлена лишь область задней кромки профиля. Частота инициирования разряда составляет примерно 5 кГц, напряжение на актуаторе – 10.50 кВ, длина разрядного промежутка – 10.0 см, энергия одного импульса – 60 мДж, время разряда – 300 нс. На кадрах видны слабые косые скачки уплотнения, возникающие вблизи актуатора из-за неровности поверхности. Далее вниз по потоку видна линия отрыва, начинающаяся на расстоянии 20 мм от места инициирования разряда. На первом кадре виден фронт ударной волны, возникающей после инициирования разряда. На последующих кадрах представлена динамика развития газодинамического возмущения потока воздуха с течением времени. По сути, ударная волна, возникающая после разряда, является цилиндрической. На кадрах *2, 3* видно небольшое уменьшение отрывной зоны, что в целом улучшает аэродинамические характеристики профиля при данном угле атаки. В момент времени 70 мкс (четвертый кадр) действие возмущения потока на отрывную зону течения прекращается, и линия отрыва возвращается в исходное положение. При повторении процесса инициирования разряда с периодом времени, близким к пролетному времени потока (10^{-4} с), можно достичь стационарного воздействия на картину течения.

Полученные таким образом шлирен- или теневые картины течения позволяют получить динамику взаимодействия газодинамического возмущения с отрывной зоной течения при различных углах атаки. На рис. 2 представлена зависимость положения точки отрыва от времени после разряда при различных углах атаки. Также определена скорость цилиндрической ударной волны, возникающей после искрового разряда, при различных значениях энергии разряда. Так как величина пробойного напряжения в экспериментах оставалась постоянной, энергия разряда менялась с помощью изменения емкости запасающих конденсаторов. Эксперимент при угле атаки 8 градусов показал, что изменение энергии разряда от 60 мДж до 260 мДж приводит к увеличению числа Маха фронта ударной волны относительно набегающего потока от 1.28 до 1.40 соответственно. При этом максимальное смещение положения точки отрыва, вызванное возмущением потока из-за разряда, практически не изменяется.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Образование вихрей при действии теплового источника, расположенного у стенки, аналогично конвективной неустойчивости. Качественно это следует из уравнения для завихренности потока

$$\frac{\partial \mathbf{\Omega}}{\partial t} + (\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{\Omega} = \frac{1}{\rho^2}\nabla\rho\times\nabla p + \nu\Delta\mathbf{\Omega}. \qquad (1)$$

Член $\frac{1}{\rho^2}\nabla\rho\times\nabla p$ является источником завихренности в небаротропном течении, для случая теплового воздействия его можно преобразовать, используя разложение градиента плотности

$$\nabla\rho = \left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_p \nabla T + \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_T \nabla p,$$

что приводит к источнику завихренности тепловой природы

$$\frac{\partial \mathbf{\Omega}}{\partial t} + (\mathbf{V}\cdot\nabla)\mathbf{\Omega} = -\frac{\beta T}{\rho}\nabla\ln T\times\nabla p + \nu\Delta\mathbf{\Omega}, \qquad (2)$$

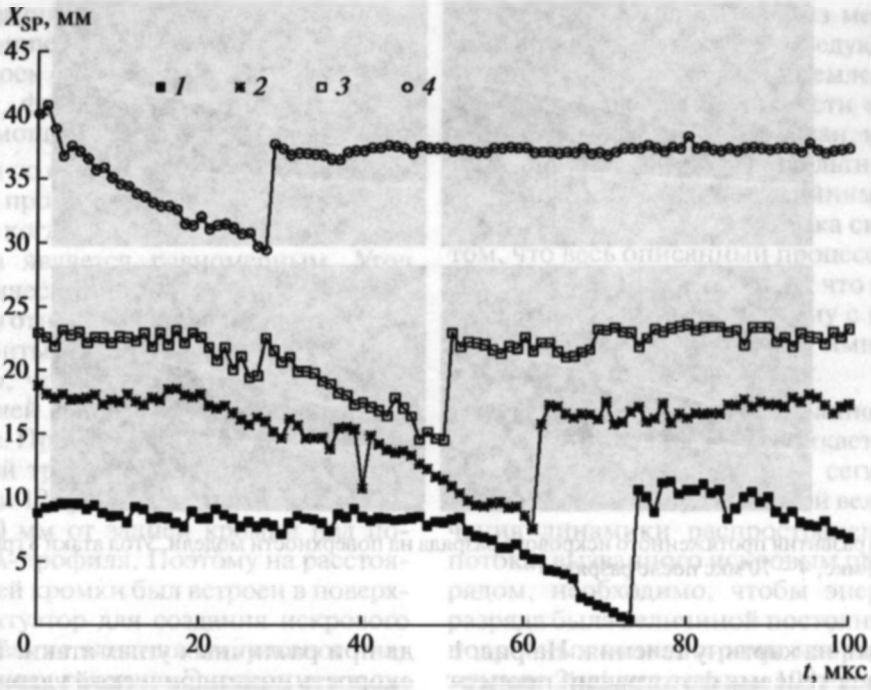

Рис. 2. Зависимость положения точки отрыва относительно задней кромки профиля от времени после разряда при различных углах атаки α. *1* – α = 0°, *2* – α = 8°, *3* – α = 10°, *4* – α = 13°.

где коэффициент объемного расширения $\beta = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$, $v = 1/\rho$ – удельный объем. Схематически образование вихрей при тепловом воздействии показано на рис. 3.

Для численного моделирования конвективного потока в качестве аэродинамического профиля использовалось крыло NACA0015, на поверхности которого размещался объемный источник тепла (рис. 4).

Стационарное тепловыделение в данных расчетах принималось равным $Q = 10$ Вт/м^3. В покоящемся газе (скорость набегающего потока $V_0 = 0$) образуются два вихря с противоположной циркуляцией.

Задача решалась в 3-мерной постановке, приведенной на рис. 5. Толщина пограничного слоя определялась как $\delta = \sqrt{\nu x/U}$, где ν – кинематическая вязкость воздуха, x – расстояние от начала аэродинамического тела, U – скорость внешнего потока. Расчетная область представляла параллелепипед с измельчением ячеек в пограничном слое (24 ячейки). После установления режима течения с заданными параметрами (M = 2, $p_0 = 0.1287$ атм, $\rho_0 = 0.287$ кг/м^3) набегающего газа на расстоянии 5 мм от входа размещался источник тепла в виде нагретой пластины (длина – 1 мм, ширина – 0.1 мм) перпендикулярно потоку с температурой $T = 1000$ K (рис. 5).

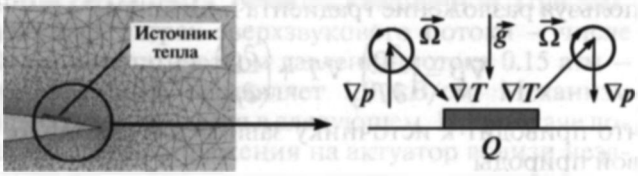

Рис. 3. Расположение источника тепла на крыле (слева) и схема образования тепловых вихрей (справа).

При моделировании решалась система уравнений непрерывности, движения, энергии и уравнения состояния.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho \mathbf{v}) = 0,$$

$$\rho\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v}\right) = -\nabla p + \nabla\cdot\boldsymbol{\sigma}, \qquad (3)$$

$$\rho\left(\frac{\partial h}{\partial t} + (\mathbf{v}\cdot\nabla)h\right) = \frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{v}\cdot\nabla)p + \boldsymbol{\sigma} : \nabla\mathbf{v} + \nabla\cdot(\lambda\nabla T),$$

$$p = \rho R T,$$

где h – удельная энтальпия. Зависимости теплопроводности и вязкости воздуха от температуры выражались формулами Сазерленда:

$$\lambda = \lambda_0\left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/2}, \quad \eta = \eta_0\left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/2},$$

$\lambda_0 = 2.37\times10^{-2}$ Вт/(м K), $\eta_0 = 1.82\times10^{-5}$ Па с, $T_0 = 273$ K.

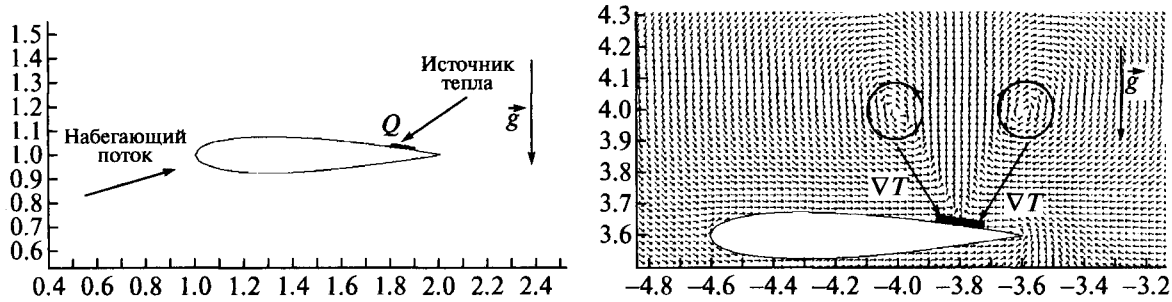

Рис. 4. Схема моделирования конвективного потока (слева), векторное поле скоростей (справа).

На рис. 6 представлено распределение давления при наличии нагретой пластины.

На рис. 7 следует, что наибольшая завихренность создается на краях нагретой пластины (там, где наибольший градиент температуры) с противоположной циркуляцией. По мере продвижения вниз по течению, происходит диффузия вихрей, приводящая к их взаимодействию между собой и с потоком.

Аналогичная схема численного моделирования применялась для параметров, соответствующих экспериментальным исследованиям, результаты показали качественное согласование расчетно-теоретических и экспериментальных результатов.

Эксперименты по шлирен-визуализации показывают, что при мгновенном тепловыделении в разряде в потоке газа возникает завихренность Ω, описываемая уравнением:

$$\frac{\partial\Omega}{\partial t} + V\frac{\partial\Omega}{\partial x} = \nu\frac{\partial^2\Omega}{\partial y^2}.$$

Данное уравнение справедливо для переноса величины завихренности в двумерном случае, когда векторная величина Ω имеет лишь одну ненулевую компоненту, направленную перпендикулярно плоскости (x, y). В этом случае, когда величина завихренности является скалярной, рассуждения для концентрации будут справедливы при рассмотрении задачи об эволюции завихренности, созданной точечным источником. Для простоты и большей наглядности рассмотрим уравнение диффузии для концентрации c в одномерном случае в отсутствие конвективного переноса

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D\frac{\partial^2 c}{\partial y^2},$$

где D – коэффициент диффузии. Для простой задачи с точечным источником и без конвективного переноса известно аналитическое решение, выражаемое через функцию Грина:

$$G(y - y_0, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi Dt}}\exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{2Dt}\right).$$

При наличии конвективного переноса уравнение диффузии принимает следующий вид:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + V\frac{\partial c}{\partial x} = D\frac{\partial^2 c}{\partial y^2}.$$

Для решения данного уравнения необходимо выполнить следующее преобразование координат:

$$c(t,x,y) = c(t',\xi,y),$$
$$t = t',$$
$$\xi = x - Vt.$$

Тогда в этом случае решение уравнения диффузии с конвективным переносом для завихренности представляется в виде суперпозиции завихренности набегающего потока и завихренности, созданной тепловым источником:

$$\Omega(t,x,y) = \frac{\partial V}{\partial y} + \Phi_0\delta(x - V(y)t)\frac{1}{\sqrt{2\pi Dt}}\exp\left(-\frac{y^2}{2Dt}\right),$$

где Φ_0 – поток завихренности через рассматриваемую область двумерного пространства. Первый член в уравнении соответствует величине завихренности набегающего потока, второй выражает эволюцию в пространстве и во времени завихренности, созданной тепловым источником. В случае возникновения отрыва потока выполняется условие равенства нулю завихренности набегающего потока в точке отрыва. Наличие дополнительного источника завихренности приводит к тому, что точка, в которой величина полной завихренности равна нулю, смещается вниз по потоку.

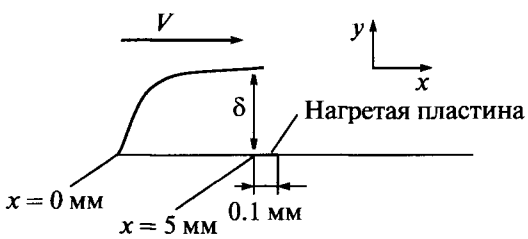

Рис. 5. Схема расчета для сверхзвукового потока.

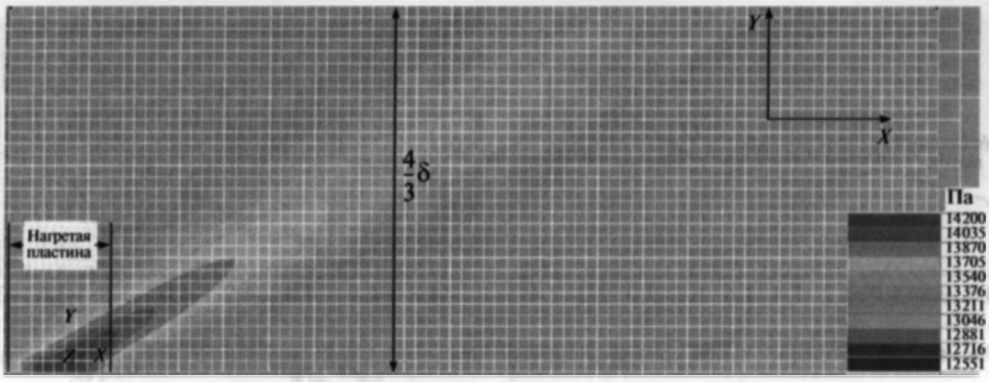

Рис. 6. Распределение давления.

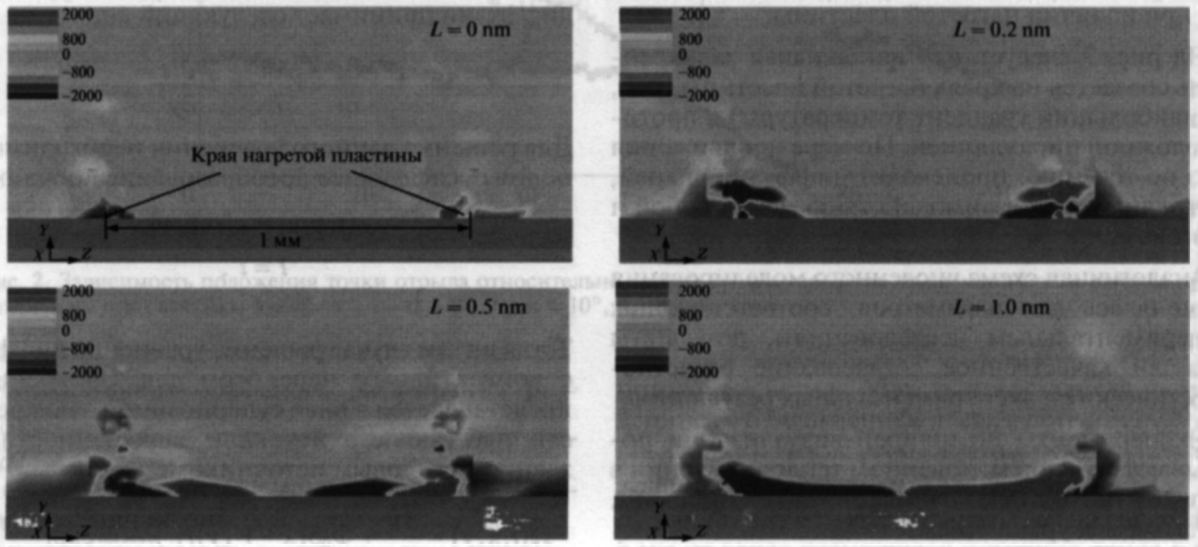

Рис. 7. Распределение X-компоненты завихренности вдоль потока на разных расстояниях L от нагретой пластины.

Вышеизложенная теория позволяет качественно объяснить наблюдаемое в эксперименте явление изменения положения точки отрыва, вызванное импульсным тепловым воздействием.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально продемонстрирована возможность импульсно-периодического инициирования протяженного искрового разряда на поверхности аэродинамического тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком воздуха, с частотой порядка кГц и энергией импульса порядка десятка мДж. Показано, что величина эффективной пробойной напряженности электрического поля при использовании секционированного разрядника в качестве актуатора не зависит от разрядного промежутка и равна 1 кВ/см, что на порядок ниже этой величины электрической прочности воздуха при таком же значении давления. При этом разряд формируется не только между металлическими сегментами актуатора, но и замыкает крайние сегменты, образуя однородный плазменный шнур. Одиночный разряд на поверхности аэродинамического тела влияет на картину обтекания в течение пролетного времени, а при периодическом повторении процесса инициирования разряда может в стационарном случае изменить параметры сверхзвукового обтекания. Разработана схема численного моделирования, проведено моделирование для образования пары вихрей при воздействии теплового источника на сверхзвуковой поток с аэродинамическим телом. Данная схема позволяет моделировать воздействие теплового и плазменного актуаторов на сверхзвуковое течение у аэродинамического тела.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Moreau E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. № 3. P. 605.

2. *Pavon S., Ott P., Leyland P. et al.*// Proceedings of 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Orlando: AIAA Paper, 5–8 January 2009. P. 1.
3. *Golub V.V., Saveliev A.S., Sechenov V.A., Son E.E.* // Proceedings of 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition 4–7 January 2010, Orlando: AIAA Paper, P. 10.
4. *Аксенов В.С., Голуб В.В., Губин С.А. и др.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 20. С. 1.
5. *Васильев Л.А.* Теневые методы. М.: Наука, 1968.
6. *Yan H., Gaitonde D., Shang J.* Numerical Investigation of Pulsed Thermal Perturbation in Supersonic Boundary Layer // 38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. Miami, Florida: AIAA–2007–3887, 2007.
7. *Yan H., Gaitonde D., Shang J.* Investigation of Localized Arc Filament Plasma Actuator in Supersonic Boundary Layer // 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: AIAA–2007–1234, 2007.
8. *Yan H., Gaitonde D.* Numerical Study on Effect of a Thermal Bump in Supersonic Flow Control // 39th Plasmadynamics and Lasers Conference. Seattle, Washington: AIAA–2008–3790, 2008.
9. *Yan H., Gaitonde D.* Effect of Thermally-Induced Surface Perturbation in Compressible Flow // 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting. Orlando, Florida: AIAA–2009–923, 2009.
10. *Son E.E., Tereshonok D.V.* Thermal Effects on a Flow Around Vehicle // 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting. Orlando, Florida: AIAA–2009–844, 2009.
11. *Joslin R.D., Grosch C.E.* Growth Characteristics Downstream of a Shallow Bump: Computation and Experiment // Phys. Fluids. 1995. V. 7. P. 3042.
12. *Narayanaswamy V., Clemens N.T., Laxminarayan L.R.* Investigation of a Pulsed-Plasma Jet for Shock/Boundary Layer Control // AIAA Paper 2010–1089. 2010.
13. *Caraballo E., Webb N., Little J. et al.* Supersonic Inlet Flow Control Using Plasma Actuators // AIAA 2009-724. 2009.