

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
КАФЕДРА ГИДРОАЭРОМЕХАНИКИ

ЧЕБОТКОВА ВАСИЛИНА ВЛАДИМИРОВНА
ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
ПРИМЕНЕНИЕ ЛОКАЛЬНОГО НАГРЕВА ГАЗА В
РАБОТЕ ДОЗВУКОВОГО ДИФФУЗОРА

Уровень образования: бакалавриат

Направление 01.03.03 «Механика и математическое моделирование»

Основная образовательная программа СВ.5008.2018 «Механика и математическое
моделирование»

Профиль «Механика жидкости, газа и плазмы»

Допущена к защите

Заведующий кафедрой:

д. ф.-м. н., профессор Е. В. Кустова

Научный руководитель:

д. ф.-м. н., профессор В. А. Лашков

Рецензент:

к. ф.-м. н., профессор И. Ч. Машек

Санкт-Петербург

2022

SAINT-PETERSBURG STATE UNIVERSITY
DEPARTMENT OF FLUID MECHANICS
MECHANICS AND MATHEMATICAL MODELING

CHEBOTKOVA VASILINA

BACHELOR'S THESIS

**THE USE OF LOCAL GAS HEATING IN THE OPERATION
OF A SUBSONIC DIFFUSER**

Admitted for defence

Head of Department:

Prof. E. V. Kustova

Scientific Supervisor:

Prof. V. A. Lashkov

Reviewer:

Prof. I. Ch. Mashek

Saint-Petersburg

2022

Оглавление

Введение	4
Аналитическое решение	7
1. Постановка задачи	7
2. Условие Таганова	11
3. Угол наклона предвестника	12
4. Наличие второго скачка уплотнения	14
5. Потери давления	20
Эксперимент	22
Численное моделирование	26
1. Основные уравнения	26
2. Описание модели в Openfoam	26
3. Дискретизация основных уравнений	27
4. Результаты	27
Заключение	29
Список литературы	30

Введение

Наиболее важная и технически сложная часть каждого летательного аппарата (ЛА) — это двигатель. Рабочим телом в воздушно-реактивном двигателе является воздух, который попадает в камеру горения через воздухозаборник, непосредственно влияющий на параметры последнего. А следовательно влияющий, и на эффективность работы двигателя. Воздухозаборники имеют разные конструкции в зависимости от скорости полета. Главная задача сверхзвукового воздухозаборника с наименьшими потерями снизить скорость потока до дозвуковой и преобразовать кинетическую энергию потока в потенциальную энергию давления. Перед воздухозаборником при сверхзвуковых скоростях образуется интенсивный скачок уплотнения из-за чего возрастают потери полного давления. Существуют различные газодинамические способы управления обтеканием тела, которые позволяют уменьшить потери, например, механическая и аэродинамические иглы [1]. Все они преобразуют один прямой скачок уплотнения в систему скачков, состоящую из нескольких косых скачков и прямого скачка. Потери полного давления при прохождении косых скачков меньше, чем при прохождении прямых, чем и достигается более высокое давление. Хоть механические приборы и являются результативными, они все же отличаются определенными недостатками, такими как сложность конструкции, большие габариты и масса, нежелательная вибрация. Помимо этого, эти приборы состоят прежде всего из механических частей, которые изнашиваются со временем. На сегодняшнее время аэродинамика ЛА, можно сказать, почти безукоризненна, ввиду того что оптимизация различных компонентов самолета за счет геометрии практически достигло совершенства. В связи с освоением сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростей большой интерес ныне представляет высокоскоростное регулирование потока с помощью внешних воздействий. Одним из таких способов управления аэродинамическими характеристиками ЛА является создание неоднородности во встречном потоке с использованием различных видов разрядов (лазерный, микроволновый, тлеющий) [2, 4, 5]. В отличие от механических приборов с помощью этих источников энергии можно вкладывать в набегающий поток газа различное количество энергии и фокусировать энергию осаждения в нужном месте. Также в пользу данного подхода говорит то, что в настоящее время происходит довольно бурное развитие полупроводниковой электроники и технологий преобразования электрической энергии, что в будущем позволит этим спо-

собам управления развиваться и рассматривать новые методы активного влияния на течение газа. С тех пор как стал изучаться данный метод управления обтеканием было проведено множество работ по изучению влияния локального энергетического осаждения на аэродинамику различных тел [3, 4, 19]. Сначала это явление было обнаружено в приземной области течения ударной волны от мощных взрывов [10, 11]: перед фронтом ударной волны у поверхности, по которой распространяется волна, наблюдается образование клиновидного «предвестника». Довольно исчерпывающий обзор исследований и его приложение к изменению сопротивления при стационарном сверхзвуковом обтекании тела представлено в [6]. Кроме этого, существует механизм, который достаточно длительное время поддерживает перестроенное течение около тела. Основной причиной, которая приводит к изменению аэродинамического сопротивления тела, считается вихревое движение газа, находящееся в приосевой области. Это было установлено сначала теоретически [7], а затем и экспериментально [8]. Интенсивность вихря определяется соотношением плотностей нагретого газа и газа набегающего потока. Иными словами, интенсивность определяется степенью нагрева газа разрядом [6]. Например, в работе [9, 12] проведено численное моделирование взаимодействия газовой области, нагретой микроволновым и лазерным разрядами, и тупого цилиндра. В момент, когда нагретая газовая область начинает соприкасаться с ударной волной, векторы градиента плотности и давления на границе нагретой области перестают быть коллинеарными и начинается образование вихря. В то же время ударная волна начинает двигаться по горячему туннелю навстречу набегающему потоку. Формирование этой структуры связано с неустойчивостью Рихтмайера–Мешкова, поскольку она образуется на границе раздела двух сред с различной плотностью при прохождении ударной волны [9, 12]. Из вышесказанного следует, что вихревое течение газа является общей чертой всех названных методов уменьшения потерь.

В то же время, взаимодействие ударной волны и нагретого после разряда газа изучено недостаточно, существующие работы в большинстве случаев касаются тупых тел. На данный момент есть исследования, связанные с входными устройствами, но они носят скорее локальный характер и нацелены на то, чтобы избежать снижения производительности при нерасчетных числах Маха [15, 16]. В ряде таких работ отмечается, что незначительные неоднородности в потоке на входе в воздухозаборник существенно изменяют структуру течения и ударно-волновые конфигурации как на входе, так и внут-

ри диффузора, а энергосложение является эффективным методом снижения лобового сопротивления и управления его параметрами [17, 18]. В то время как данная работа больше направлена на общее улучшение эффективности воздухозаборника за счет увеличения давления торможения. Поэтому исследования влияния взаимодействия тепловых неоднородностей и ударных волн на работу диффузора, очевидно, необходимы и актуальны.

В этой работе рассматривается изменение фронта ударной волны с помощью СВЧ разряда. Получены экспериментально теневые фотографии процесса. Построена математическая модель взаимодействия неоднородности потока и скачка уплотнения. Также было проведено численное моделирование и сравнение всех результатов.

Аналитическое решение

1. Постановка задачи

Рассмотрим начальный период взаимодействия области газа пониженной плотности с ударным слоем. Неподвижную систему координат свяжем с головной ударной волной на теле HSW . Ось абсцисс направим перпендикулярно ударной волне HSW вниз по потоку (рис. 1). Все дальнейшие упоминания областей относятся к рис. 1.

Предположим, что при касании нагретой области 2 с прямой ударной волной HSW на теле формируется прямая ударная волна SW , которая движется по каналу с пониженной плотностью. За ударной волной SW давление газа повышается, что заставляет область 3 расширяться. При этом образуется косой скачок уплотнения OW с углом наклона β к оси x . А течение газа за косым скачком будет направлено под углом θ . Если газ за косым скачком OW в области 7 движется со сверхзвуковой скоростью, то при его взаимодействии с потоком газа в области 6 возникает дополнительный косой скачок уплотнения W .

Очевидно, что анализ такого двумерного течения весьма затруднителен, поэтому упростим задачу: рассмотрим в одномерной постановке распад произвольного разрыва при касании нагретой области 2 с ударной волной HSW . При распаде разрыва возникает ударная волна SW , движущаяся направо по нагретому каналу со скоростью D , контактная поверхность CD и веер волн разрежения RW .

Обозначим параметры справа от ударной волны SW в области 1 — давление, плотность и скорость как P_1 , ρ_1 , и v_1 . Это первоначальные невозмущенные параметры набегающего газа. Параметры газа внутри нагретой области 2 перед ударной волной P_2 , ρ_2 и v_2 . Пусть $\rho_2 = \alpha\rho_1$, где $\alpha = T_1/T_2$ является степенью нагрева газа. Параметры за фронтом головной ударной волны HSW обозначим P_6 , ρ_6 и v_6 .

a — скорость звука,

k — показатель адиабаты.

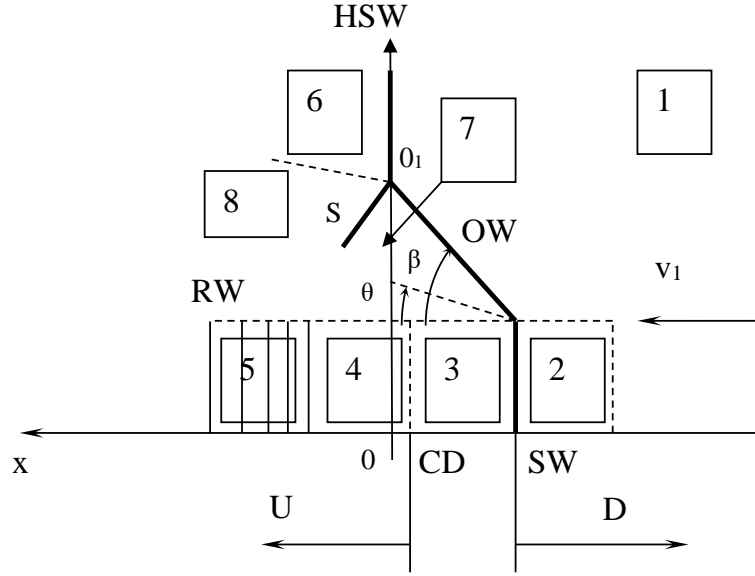


Рис. 1. Диаграмма для построения решения.

Параметры на ударной волне SW :

$$P_3 = P_2 \left(\frac{2k}{k+1} M_D^2 - \frac{k-1}{k+1} \right), \quad U = v_1 - \frac{2a_2}{k+1} \left(M_D - \frac{1}{M_D} \right).$$

На контактной поверхности давление и скорость постоянны:

$$v_3 = v_4 = U, \quad P_4 = P_5.$$

В области 5 волны разрежения, значит для областей 4 и 6 справедливо:

$$P_6 = P_4 \left(\frac{a_6}{a_4} \right)^{\frac{2k}{k+1}}, \quad \frac{2}{k-1} a_6 - v_6 = \frac{2}{k-1} a_4 - v_4.$$

Принимая $P_1 = P_2$ получаем:

$$P_1 \left(\frac{2k}{k+1} M_D^2 - \frac{k-1}{k+1} \right) = P_6 \left\{ 1 + \frac{k-1}{2a_6} \left[v_1 - \frac{2a_2}{k+1} \left(M_D - \frac{1}{M_D} \right) - v_6 \right] \right\}^{\frac{2k}{k-1}},$$

Учитывая, что

$$\frac{P_6}{P_1} = \frac{2k}{k+1} M_1^2 - \frac{k-1}{k+1}, \quad M_6 = \sqrt{\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{k M_1^2 - \frac{k-1}{2}}}$$

$$\text{и } \frac{a_1}{a_6} = \left[1 + \frac{2(k-1)}{(k+1)^2 M_1^2} (M_1^2 - 1) (1 + k M_1^2) \right]^{-0.5},$$

где M_1 — число Маха головной ударной волны, получаем искомую зависимость:

$$\left(\frac{\frac{2k}{k+1}M_D^2 - \frac{k-1}{k+1}}{\frac{2k}{k+1}M_1^2 - \frac{k-1}{k+1}} \right)^{\frac{k-1}{2k}} - 1 =$$

$$= \frac{k-1}{2} \left\{ \left[1 + \frac{2(k-1)}{(k+1)^2 M_1^2} (M_1^2 - 1) (1 + kM_1^2) \right]^{-0.5} \cdot \left[M_1 - \frac{2 \left(M_D - \frac{1}{M_D} \right)}{\sqrt{\alpha} (k+1)} \right] - \right. \quad (1)$$

$$\left. - \sqrt{\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{kM_1^2 - \frac{k-1}{2}}} \right\}.$$

Число Маха ударной волны M_D является неявной функцией двух независимых параметров (1), т. е. $M_D = f(M_1, \alpha)$, где M_1 — число Маха потока и α — степень нагрева определяют характер взаимодействия.

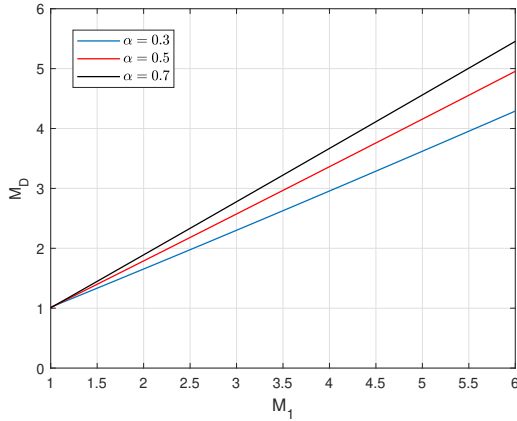


Рис. 2. Зависимость числа Маха предвестника от числа Маха набегающего потока при разных значениях интенсивности нагрева.

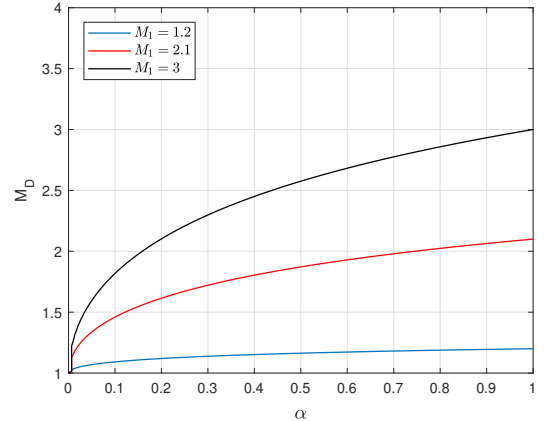


Рис. 3. Зависимость числа Маха предвестника от интенсивности нагрева при разных значениях числа Маха набегающего потока.

Из графика (2) можно заметить, что на заданном интервале чисел Маха набегающего потока, M_D хорошо описывается линейной зависимостью и уменьшается при увеличении нагрева.

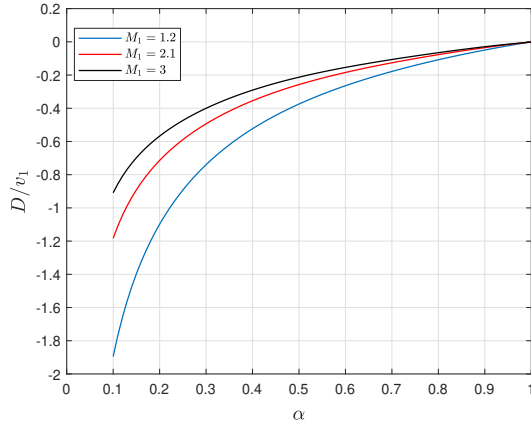


Рис. 4. Зависимость относительной скорости распространения ударной волны в нагретом слое от интенсивности нагрева при разных значениях числа Маха набегающего потока.

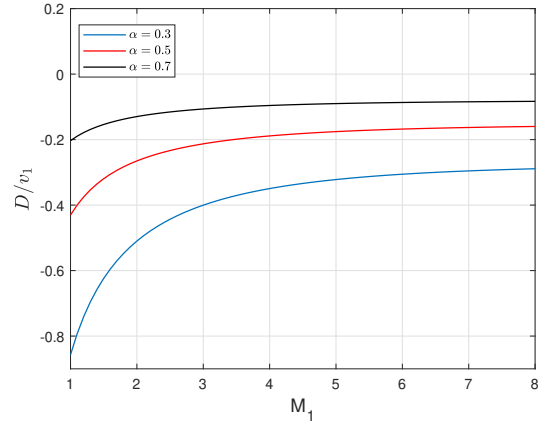


Рис. 5. Зависимость относительной скорости распространения ударной волны в нагретом слое от числа Маха набегающего потока при разных значениях интенсивности нагрева.

Относительная скорость — скорость ударной волны SW , отнесенная к скорости набегающего потока v_1 возрастает с ростом нагрева теплового слоя и уменьшается при увеличении числа Маха набегающего потока. Если скорость распространения ударной волны по нагретому слою постоянна, то это позволяет оценить степень нагрева теплового слоя, что подтверждается экспериментами.

Рассмотрим относительную массовую скорость газа,двигающегося за ударной волной в канале с пониженной плотностью U/v_1 :

$$\frac{U}{v_1} = 1 - \frac{2 \left(M_D - \frac{1}{M_D} \right)}{(k+1) M_1 \sqrt{\alpha}}.$$

Относительная скорость при достаточном нагреве меняет свой знак, то есть газ начинает двигаться в обратном направлении по отношению к набегающему потоку.

Газ за косым скачком отклоняется от своего первоначального направления и движется под некоторым углом к оси x . Это приводит к тому, что движение в области 3 не будет одномерным и будет происходить по расширяющемуся каналу.

Скорость газа после прямого скачка уплотнения SW дозвуковая, следовательно, при движении по расширяющемуся каналу он еще больше будет затормаживаться.

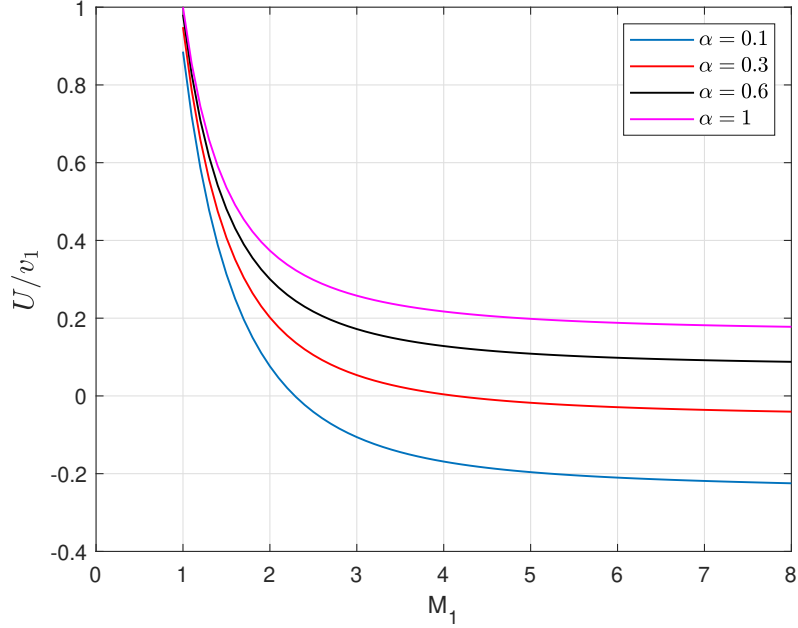


Рис. 6. Относительная скорость газа за ударной волной SW .

Относительный расход газа через единицу площади:

$$q(\lambda) = \frac{\rho v}{\rho^* v^*} = \frac{\rho_0}{\rho^*} \frac{\rho}{\rho_0} \lambda = \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \lambda = \frac{F^*}{F}.$$

Тогда для плоского варианта можно записать такое выражение:

$$q(\lambda_L) = \frac{q(\lambda_0)}{1 + \frac{L}{h} \operatorname{tg} \theta} \quad (2)$$

где h — толщина нагретого слоя, L — расстояние до скачка SW , λ_0 — относительная скорость газа после скачка SW , λ_L — относительная скорость газа на расстоянии L от скачка SW .

Как видно из (2) с уменьшением толщины набегающего теплого слоя и с увеличением угла поворота θ скорость газа уменьшается. Для простоты задачи можем считать газ за прямым скачком SW неподвижным. Это также подтверждается в работах многих других авторов [6].

2. Условие Таганова

Критерий Г. И. Таганова определяет зависимость $M_1(\alpha)$, которая отделяет область параметров, где возможно существование стационарного предвестника, от области с нестационарным режимом, когда вероятен рост предвестника. Он заключается в

равенстве давления газа теплого слоя, заторможенного в ударной волне SW , и газа за головной ударной волной HSW .

Получим уравнение описывающее данный критерий из равенства:

$$P_{30} = P_6$$

Давление за фронтом основной волны HSW :

$$P_6 = P_1 \left(\frac{2k}{k+1} M_1^2 - \frac{k-1}{k+1} \right)$$

Давление заторможенного газа найдем по формуле Рэлея:

$$P_{30} = P_1 \left(\left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \left(\frac{2}{k-1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{M_2^{\frac{2k}{k-1}}}{\left(\frac{2k}{k-1} M_2^2 - 1 \right)^{\frac{1}{k-1}}} \right),$$

$$\text{где } M_2 = M_1 \sqrt{\alpha}.$$

Окончательно получаем:

$$\frac{2k}{k+1} M_1^2 - \frac{k-1}{k+1} = \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \left(\frac{2}{k-1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{M_2^{\frac{2k}{k-1}}}{\left(\frac{2k}{k-1} M_2^2 - 1 \right)^{\frac{1}{k-1}}} \quad (3)$$

Критерий Таганова (3) показан на графике (рис. 7) (линия 2). Выше линии лежит область параметров, при которых устанавливается квазистационарное движение фронта ударной волны, а ниже область нестационарных режимов течения, когда возможен рост 'предвестника'.

3. Угол наклона предвестника

Определить угол наклона предвестника можно из условия предложенного в работе [13]: вблизи вершины предвестника давление за косым скачком уплотнения равно давлению торможения газа за ударной волной SW :

$$P_7 = P_{D20}.$$

Давление торможения:

$$P_{D20} = P_1 \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{M_D^{\frac{2k}{k-1}}}{\left(kM_D^2 - \frac{k-1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}}}$$

Давление за косым скачком уплотнения:

$$P_7 = P_1 \left(\frac{2k}{k+1} M_{OW}^2 \sin^2 \beta_{OW} - \frac{k-1}{k+1} \right)$$

где $M_{OW} = \frac{-D + v_1}{a_1} = \frac{M_D}{\sqrt{\alpha}}$ — число Маха косого скачка уплотнения, β_{OW} — угол его наклона.

Отсюда получим выражения для угла наклона:

$$\sin \beta_{OW} = \sqrt{\frac{\left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{M_D^{\frac{2k}{k-1}}}{\left(kM_D^2 - \frac{k-1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}}} + \frac{k-1}{k+1}}{\frac{2k}{\alpha(k+1)} M_D^2}} \quad (4)$$

Угол наклона волны OW зависит от степени нагрева α и от числа Маха набегающего потока M_1 . Так же подкоренное выражение в (4) не может быть больше единицы. Это условие определяет область допустимых значений M_1 и α (рис. (7), линия 1), при которых существует скачок уплотнения OW .

Отметим, что при больших числах Маха набегающего потока $M_1 > 2$ критерий Таганова (3) и критерий построенный по углу наклона (4) практически совпадают. Расхождение вначале графиков является следствием сделанного предположения о том, что газ за скачком уплотнения в нагретой области, двигаясь в "жидком" сопле, достигает давления торможения.

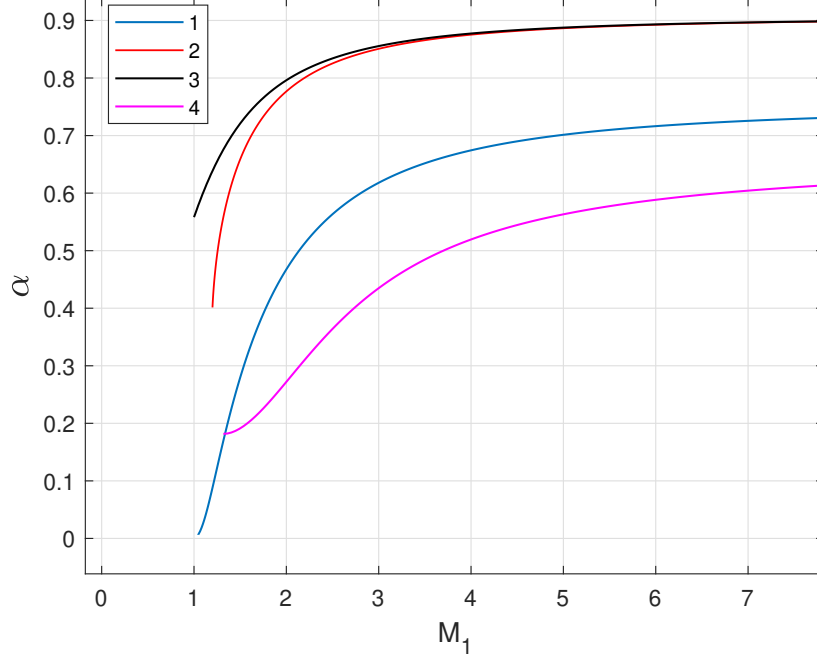


Рис. 7. На графике: 1 — условие существования по углу наклона скачка OW , 2 — критерий Таганова, 3 — линия раздела до- и сверхзвукового течения в области 7, 4 — условие существования по углу наклона скачка SW .

4. Наличие второго скачка уплотнения

Как и предполагалось ранее число Маха за ударной волной SW :

$$M_{D2} = 0,$$

Тогда скорость звука и число Маха в области 3 описываются следующими формулами:

$$a_3 = \frac{a_1}{\sqrt{\alpha}} \sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M_D^2},$$

$$M_3 = \frac{D}{a_3} = \frac{M_1 \sqrt{\alpha} - M_D}{\sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M_D^2}}.$$

А угол поворота потока θ_{OW} и число Маха за скачком OW (в системе координат, связанной со скачком уплотнения OW):

$$\theta_{OW} = \arctg \left(\frac{\sin^2 \beta_{OW} - \frac{1}{M_{OW}^2} \operatorname{ctg} \beta_{OW}}{\frac{k+1}{2} - \sin^2 \beta_{OW} + \frac{1}{M_{OW}^2}} \right),$$

$$M_{OW2} = \frac{1}{\sin(\beta_{OW} - \theta_{OW})} \sqrt{\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_{OW}^2 \sin^2 \beta_{OW}}{k M_{OW}^2 \sin^2 \beta_{OW} - \frac{k-1}{2}}}$$

Скорость звука за волной OW:

$$a_7 = a_1 \sqrt{\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_{OW}^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_{OW2}^2}}$$

Тогда скорость газа за скачком OW:

$$V_{OW2} = M_{OW2} a_7 = a_1 \sqrt{\frac{1 + \frac{k-1}{2} \frac{M_D^2}{\alpha}}{\frac{\sin^2(\beta_{OW} - \theta_{OW}) \left(k \frac{M_D^2}{\alpha} \sin^2 \beta_{OW} - \frac{k-1}{2} \right)}{1 + \frac{k-1}{2} \frac{M_D^2}{\alpha} \sin^2 \beta_{OW}} + \frac{k-1}{2}}}$$

Скорость газа в области 7 определится (в системе координат, связанной с ударной волной HSW) следующим образом:

$$v_7 = \sqrt{(V_{OW2} \cos \theta_{OW} + D)^2 + V_{OW2}^2 \sin^2 \theta_{OW}},$$

для направления вектора скорости в области течения 7:

$$\theta_7 = \arctg \frac{V_{OW2} \sin \theta_{OW}}{V_{OW2} \cos \theta_{OW} + D}.$$

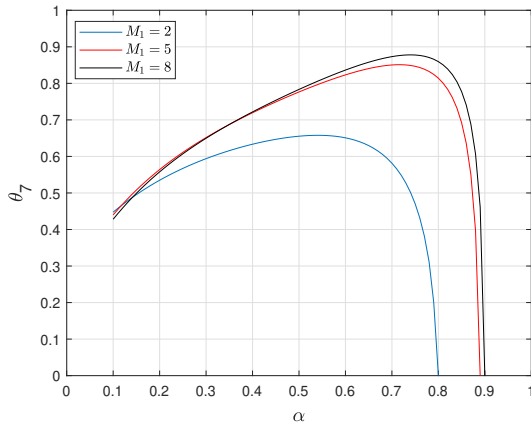


Рис. 8. Зависимость угла наклона потока в области течения 7 в неподвижной системе координат при различных значениях степени нагрева.

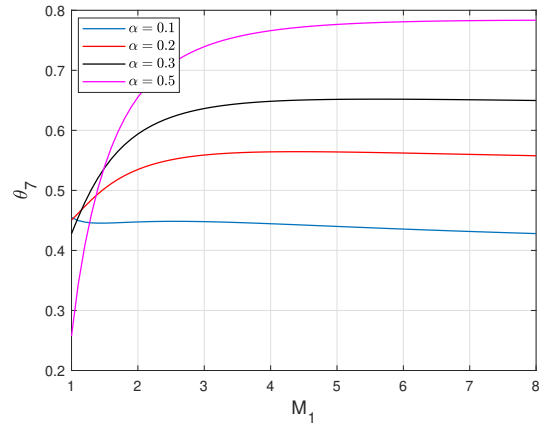


Рис. 9. Зависимость угла наклона потока в области течения 7 в неподвижной системе координат при различных значениях числа Маха набегающего потока.

Угол отклонения потока в области 7 от направления в области 1 составляет значительную величину. Максимальные углы наклона для чисел Маха, представленных на графике равны $37,82^\circ$ ($M_1 = 2$) $45,84^\circ$ ($M_1 = 5$) $50,31^\circ$ ($M_1 = 8$) и наблюдаются при степенях нагрева в диапазоне от 0,54 до 0,74 (рис. 8, 9).

Для числа Маха в области 7 имеем:

$$M_7 = \frac{v_7}{a_7} = \sqrt{\left(M_{OW2} \cos \theta_{OW} + \frac{M_1 - \frac{M_D}{\sqrt{\alpha}}}{\sqrt{1 + \frac{k-1}{2} \frac{M_D^2}{\sqrt{\alpha}}}} \right)^2 + M_{OW2}^2 \sin^2 \theta_{OW}} \quad (5)$$

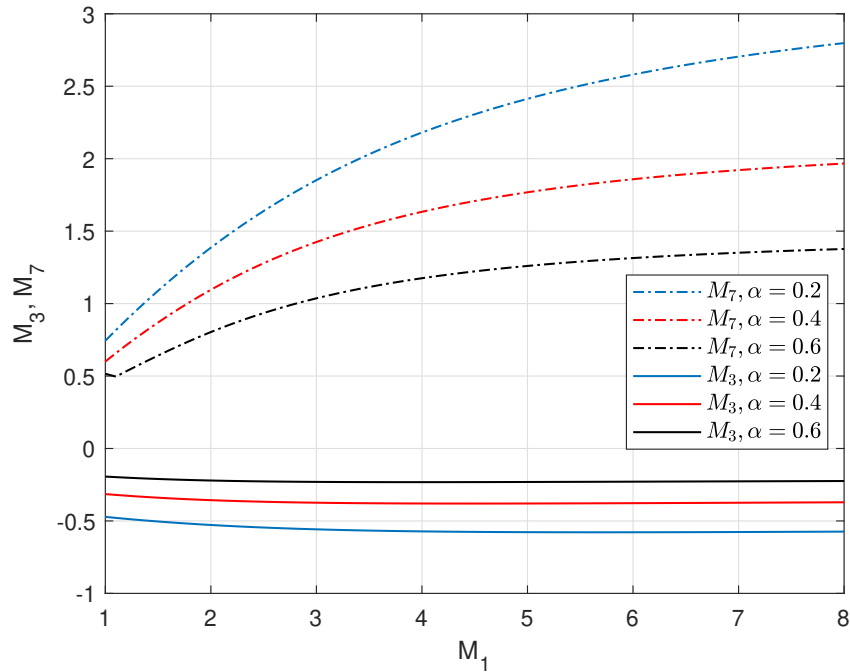


Рис. 10. Зависимость чисел Маха в областях течения 3 и 7 от числа Маха набегающего потока при разных степенях нагрева.

В области 3 после прямого скачка уплотнения SW всегда будет наблюдаться дозвуковое течение. А в области 7 в зависимости от числа Маха потока и степени нагрева возможны как сверхзвуковой, так и дозвуковой режимы (рис. 10). Если газ из области 7 имеет дозвуковую скорость, то второй скачок уплотнения W не образуется, потому что

газ достаточно легко смешивается с газом из других областей и давление выравнивается. Если газ после первого косоого скачка OW имеет сверхзвуковую скорость, то в точке 0 (пересечение волн HSW и OW) образуется второй скачок OW , а за ним формируется тангенциальный разрыв между областями 6 и 8.

Газ, двигаясь в области 7 под углом θ_7 к оси потока ввиду увеличения разрежения в области 4, разворачивается к оси потока и разгоняется. При этом область 3 изолируется от остального газа, и ее движение подпитывается газом из области 7. В этом случае за счет большой разницы скоростей в областях 4 и 7 формируется вихрь, который определяет движение газа в районе предвестника.

Так как нагретый слой имеет определенную длину, рост предвестника ограничен и связан с формой и поперечными размерами тела. Но даже после полного поглощения нагретого слоя в ударном слое остается долгоживущий вихрь газа, который продолжает изменять обычное течение и приводит к изменению аэродинамических характеристик тела. Его появление связано со сдвиговым течением, которое является следствием большой разницы скоростей в областях 3, 4 и 6. Появление вихревых структур и турбулентных возмущений при взаимодействии ударной волны с газовой неоднородностью отмечается в работе [14]. Таким образом, эффективность вихреобразования возрастает с увеличением числа Маха и уменьшением параметра α .

Рассмотрим течение газа в области 8. Очевидно, что точка O_1 пересечения волн HSW и OW движется по оси ординат со скоростью:

$$D_y = -D \operatorname{tg} \beta_{OW}.$$

В системе координат, связанной с вышеупомянутой точкой пересечения волн, скорость газа, число Маха и угол скаса в области 7 будут равны:

$$v_s = \sqrt{(V_{OW2} \cos \theta_{OW} + D)^2 + (V_{OW2} \sin \theta_{OW} + D \operatorname{tg} \beta_{OW})^2},$$

$$M_s = \frac{v_s}{a_7}, \quad \gamma_s = \operatorname{arctg} \left(\frac{V_{OW2} \sin \theta_{OW} + D \operatorname{tg} \beta_{OW}}{V_{OW2} \cos \theta_{OW} + D} \right).$$

Как отмечалось ранее, взаимодействие сверхзвукового потока области 7 с потоком области 6 рождает скачок уплотнения S , угол наклона которого β_s найдем из условия равенства давлений в области 6 и 8:

$$\frac{P_6}{P_1} = \frac{P_8}{P_1} = \frac{P_8 P_7}{P_7 P_1},$$

$$\frac{P_6}{P_1} = \frac{2k}{k+1}M_1^2 - \frac{k-1}{k+1},$$

$$\frac{P_7}{P_1} = \frac{P_{D20}}{P_1} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{M_D^{\frac{2k}{k-1}}}{\left(kM_D^2 - \frac{k-1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}},$$

$$\frac{P_8}{P_7} = \frac{2k}{k+1}M_s^2 \sin^2 \beta_s - \frac{k-1}{k+1}.$$

Тогда

$$\beta_s = \arcsin \sqrt{\frac{\left(\frac{2k}{k+1}M_1^2 - \frac{k-1}{k+1}\right) \left(kM_D^2 - \frac{k-1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}}{\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} M_D^{\frac{2k}{k-1}}} + \frac{k-1}{k+1}} \frac{1}{\frac{2k}{k+1}M_s^2}}, \quad (6)$$

Угол наклона волны S зависит от степени нагрева α и от числа Маха набегающего потока M_1 . Так же как и в случае скачка OW подкоренное выражение в (6) не может быть больше единицы. Это условие определяет область допустимых значений M_1 и α (рис. (7), линия 4), при которых существует скачок уплотнения S .

Угол отклонения потока за скачком S

$$\theta_s = \operatorname{arctg} \left(\frac{\sin^2 \beta_s - \frac{1}{M_s^2}}{\frac{k+1}{2} - \sin^2 \beta_s + \frac{1}{M_s^2}} \operatorname{ctg} \beta_s \right),$$

число Маха скачка S

$$M_{s2} = \frac{1}{\sin(\beta_s - \theta_s)} \sqrt{\frac{1 + \frac{k-1}{2}M_s^2 \sin^2 \beta_s}{kM_s^2 \sin^2 \beta_s - \frac{k-1}{2}}}.$$

Угол скоса потока к оси абсцисс в системе координат, связанной с O_1 :

$$\gamma_{s2} = \gamma_s - \theta_s.$$

Скорость звука в области 8:

$$a_8 = a_1 \sqrt{\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_{OW}^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_{s2}^2}}.$$

Скорость газа (в системе координат, связанной с ударной волной HSW):

$$v_8 = \sqrt{(M_{s2} a_8 \cos \gamma_{s2})^2 + (M_{s2} a_8 \sin \gamma_{s2} - D \operatorname{tg} \beta_{OW})^2}.$$

Направление вектора скорости в области 8:

$$\theta_8 = \operatorname{arctg} \frac{M_{s2} a_8 \sin \gamma_{s2} - D \operatorname{tg} \beta_{OW}}{M_{s2} a_8 \cos \gamma_{s2}}.$$

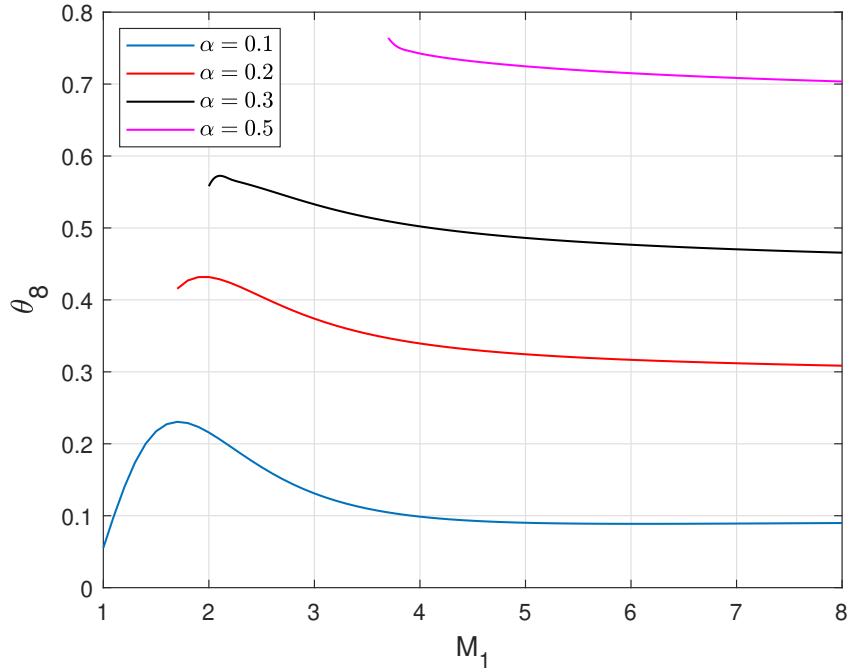


Рис. 11. Зависимость угла наклона потока в области течения 8 в неподвижной системе координат при различных значениях степени нагрева.

Угол наклона в области 8 уменьшается с увеличением нагрева газа в теплом слое и ростом числа Маха потока. При больших числах Маха угол отклонения потока так же как угол наклона в области 7 выходит на постоянную величину и носит достаточно большую величину при степенях нагрева больше 0.3 (рис. 11).

Число Маха в этой же области:

$$M_8 = \frac{v_8}{a_8}.$$

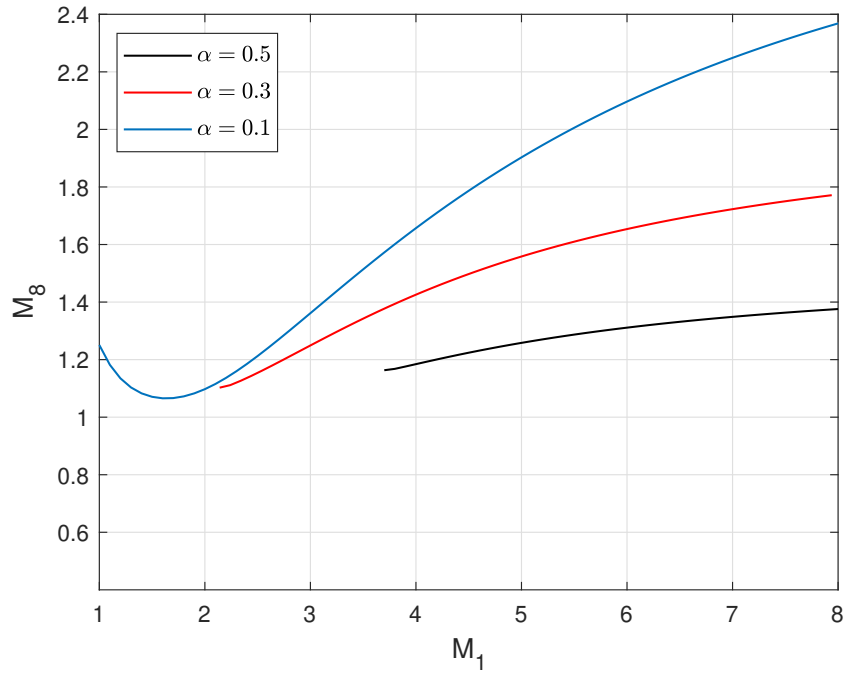


Рис. 12. Зависимость числа Маха в области 8 от числа Маха набегающего потока при различных степенях нагрева.

Область 8 определена только для параметров течения лежащих ниже линии 4 (рис. 7), так для M_1 и α выше линии 4 второй косой скачок S не возникает. С увеличением числа Маха набегающего потока и уменьшением степени нагрева число Маха в области 8 растет. Можно отметить, что при всех допустимых значениях параметров (ниже линии 4 на рис. 7) в области 8 наблюдается сверхзвуковое течение, которое разделяет течение в областях 3, 4 и 6.

5. Потери давления

Чтобы определить выигрыш в давлении при использовании разряда в работе воздухозаборника, найдем потери полного давления на скачках:

$$\frac{P_{70}}{P_{10}} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{(M_{OW} \sin \beta_{OW})^{\frac{2k}{k-1}}}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_{OW}^2 \sin^2 \beta_{OW}\right)^{\frac{k}{k-1}} \left(k M_{OW}^2 \sin^2 \beta_{OW} - \frac{k-1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}},$$

$$\frac{P_{80}}{P_{70}} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{\frac{2k}{(M_s \sin \beta_s)^{k-1}}}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_s^2 \sin^2 \beta_s\right)^{\frac{k-1}{k}} \left(k M_s^2 \sin^2 \beta_s - \frac{k-1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}},$$

$$\frac{P_{60}}{P_{10}} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{\frac{2k}{M_1^{k-1}}}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{k-1}{k}} \left(k M_1^2 - \frac{k-1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}},$$

$$\frac{P_{80}}{P_{60}} = \frac{P_{80}}{P_{70}} \cdot \frac{P_{70}}{P_{10}} \cdot \frac{P_{60}}{P_{10}}.$$

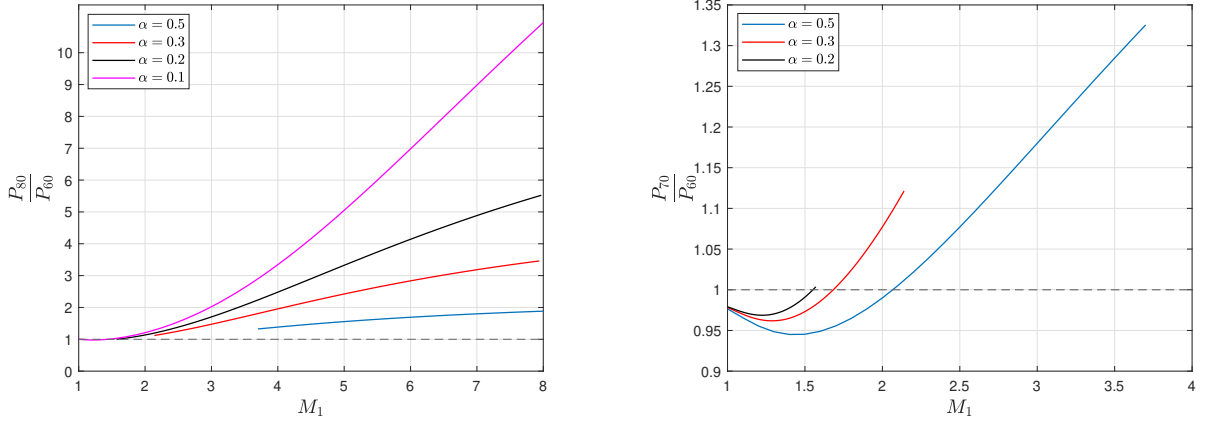


Рис. 13. Отношение полного давления при применении локального нагрева к полному давлению при стандартном обтекании.

Как говорилось ранее, для параметров течения ниже линии 4 (рис. 7) область 8 не определена, поэтому для них рассмотрено полное давление в области 7. Из графика (рис. 13) видно, что эффективность локального нагрева в работе дозвукового диффузора увеличивается с числом Маха, набегающего потока, и с уменьшением степени нагрева. Выше черной штрихованной линии лежит область значений M_1 и α при которых выгодно использовать разряд.

Таким образом, простейший анализ течения газа показал, что возможен такой режим течения, при котором с помощью струйки нагретого газа можно получить более высокие уровни полного давления, а также существенно изменить ударно-волновую конфигурацию на теле, а значит и течение газа.

Эксперимент

Были проведены исследования поля течения в рабочей части, их результаты представлены в виде распределения значений числа Маха вдоль оси симметрии сопла и по радиусу (рис. 14, 15).

Значения числа Маха падают при приближении к стенке, таким образом диаметр равномерного потока 50 мм, что необходимо учитывать при проведении эксперимента. В силу несовершенства сопла числа Маха в рабочей части распределяются с относительной погрешностью равной 1.75 %.

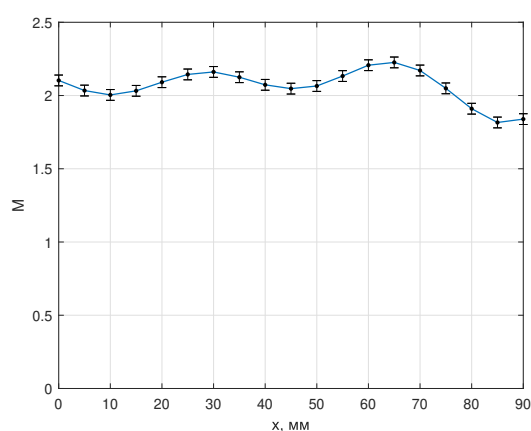


Рис. 14. Распределение числа Маха вдоль оси симметрии трубы.

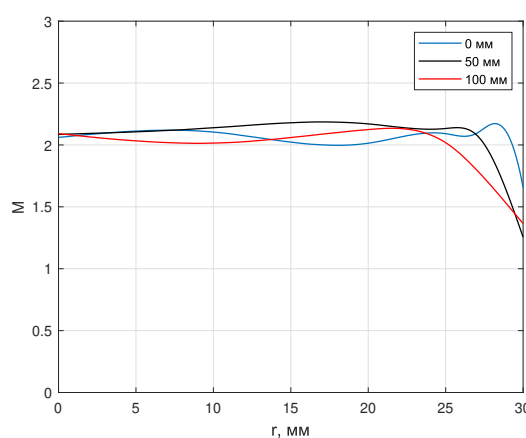


Рис. 15. Распределение числа Маха по радиусу в сечениях, расположенных на расстоянии 0/50/100 мм от сопла.

Эксперимент был проведен на сверхзвуковой аэродинамической трубе с рабочей камерой Эйфеля. Рабочий поток формировался профилированным соплом с числом Маха 2,1. Диаметр потока 60 мм, статическое давление набегающего потока 5333 Па, степень нагрева 0,4.

Для создания разряда в рабочем процессе использовался СВЧ-генератор с мощностью 250 кВт и длительностью импульса 2-3 мкс. Область нагретого газа представляет собой эллипсоид вращения с длиной большей оси около 13 мм. На расстоянии 25 мм от разряда располагается аэродинамическая модель. В качестве модели используется дозвуковой диффузор со следующими геометрическими параметрами (рис. 16): начальный цилиндрический участок имеет диаметр входа 15 мм, угол раскрытия диффузора 20°, диаметр камеры торможения 20 мм, длина диффузора 60 мм. Сразу же за моде-

лью на ее оси симметрии расположен тензорезистивный датчик давления с измерительным диапазоном от 0 до 760 мм. рт. ст. и собственной частотой 150 кГц. Погрешность датчика составляет 1% от измерительного диапазона. Принцип его работы основан на изменении удельного сопротивления вещества при деформации. Визуализация течения проводилась с помощью теневого прибора методом Теплера.

Модель помещалась в поток воздуха так, чтобы входное отверстие воздухозаборника располагалось перпендикулярно оси сопла и параллельно оптической оси теневого прибора.

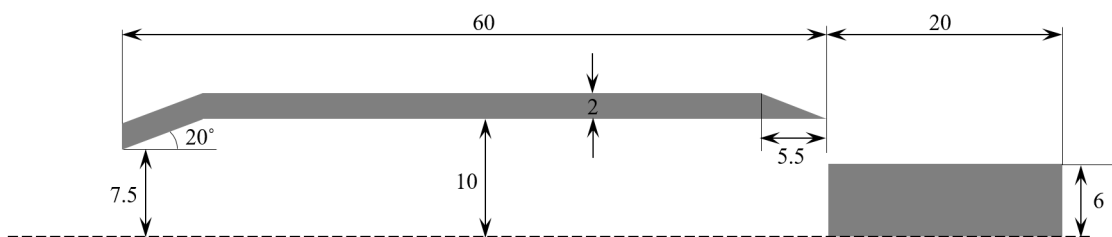


Рис. 16. Модель воздухозаборника.

В результате эксперимента были получены теневые фотографии процесса. На всех кадрах (рис. 17) диффузор изображен не полностью, поскольку сверху его закрывает средство фокусирующей системы, снизу можно различить границы рабочего потока. На первом фото(рис. 17) видно стандартное обтекание с головной ударной волной на диффузоре. На втором кадре виден момент возникновения разряда (на границе струи также возникают разряды), сопровождающийся вспышкой. Отражено, что в момент разряда картина течения не меняется, следовательно, мы можем считать нагрев газа мгновенным. На последующих кадрах представлено взаимодействие неоднородности потока с ударной волной. При этом видно как вперед выдвигается прямой скачок уплотнения и тащит за собой косые скачки уплотнения, образуя конический скачок — "предвестник". Это хорошо согласуется с формой волны, рассмотренной при построении математической модели.

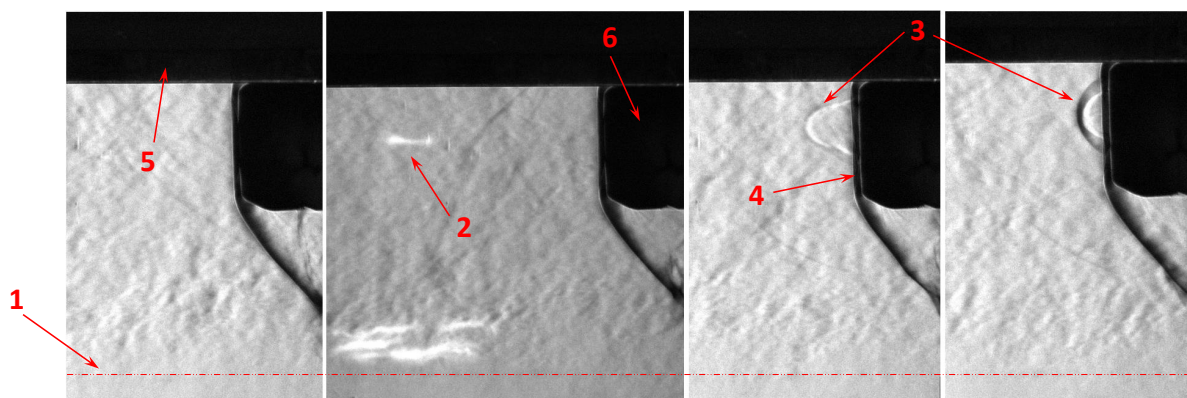


Рис. 17. Теневые фотографии: стандартное обтекание; в момент разряда; через 70 мкс с момента разряда; через 80 мкс с момента разряда. 1 — граница рабочего потока, 2 — разряд, 3 — "предвестник" , 4 — головная ударная волна, 5 — фокусирующая система, 6 — диффузор.

В ходе эксперимента были получены данные от датчика давления. На графике (рис. 18) виден момент разряда, которому соответствует первый пик. Можно оценить время, когда нагретая область доходит до ударной волны по линейной скорости газа до прямого скачка и расстоянию от разряда до ударной волны. В эксперименте ударная волна присоединенная, поэтому расстояние до нее можно считать равным расстоянию до диффузора. Аналогичным образом оценивается время прихода нагретой области на датчик. Время прихода возмущений на датчик оцениваются по скорости звука за ударной волной. Таким образом, через 50 мкс нагретая область доходит до диффузора (первая зеленая линия). Затем нагретый газ проходит вдоль модели и через 317 мкс достигает поверхности датчика (третья зеленая линия). В этот момент наблюдается небольшое падение давления торможения и после этого резкий рост. Можно отметить, что отношение полных давлений до и после прямого скачка при Махе 2,1 составляет 0,67, а максимальное значение в эксперименте — 0,93. Таким образом, давление поднимается в 1,4 раза, что свидетельствует о высокой эффективности.

Ожидается также, что более высокая эффективность будет достигнута при стационарном режиме обтекания, когда косые скачки лягут на кромки диффузора. В этом случае нагрев должен происходить на определенной дистанции от главной ударной волны. Исходя из этого прямая волна, которая движется по нагретой области, достигнет определенной границы и остановится, от этой точки будет расходиться конический скачок. Вся картина течения зафиксируется, числа Маха скачков будет равны параметру M_1 .

Стоит отметить, что импульсный энергоподвод может приводить к срыву работы диффузора.

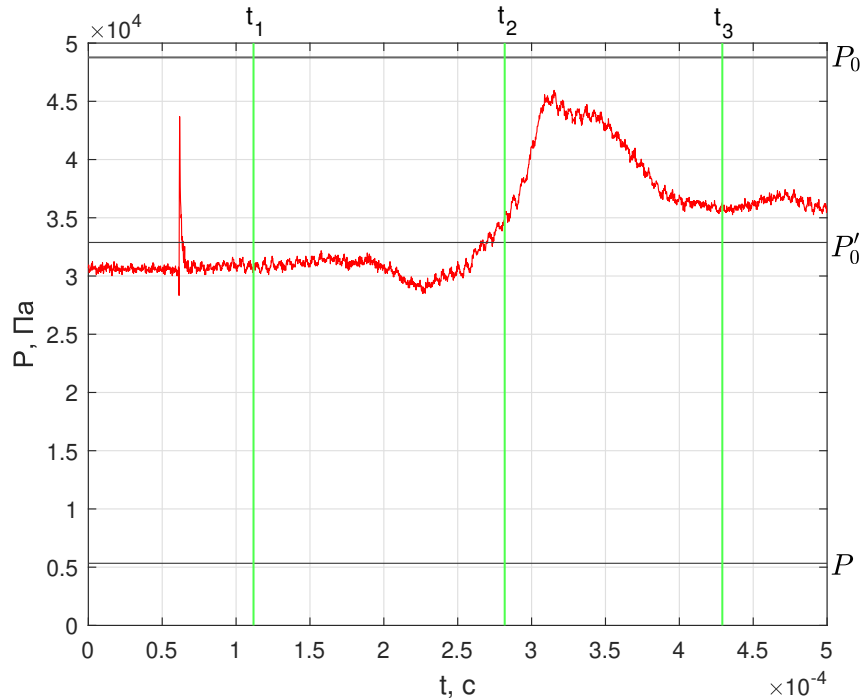


Рис. 18. Зависимость давления торможения в камере диффузора от времени. В обработке 8 опытов. P — статическое давление в набегающем потоке, P'_0 — полное давление после прямого скачка, P_0 — давление торможения, t_1 — время прихода нагретой области на ударную волну, t_2 — время прихода возмущений на датчик, t_3 — время прихода нагретой области на датчик.

Результаты оценки, которые были получены на основе построенной математической модели показывают, что при рассмотренных условиях эксперимента второго косого скачка не существует. Это демонстрирует точка ($M_1=2,1; \alpha=0,4$) на графике (рис. 7), лежащая выше линии 4. А отношение полных давлений $\frac{P_{80}}{P_{60}} = 1,0522$.

Несоответствие результатов связано с тем, что в расчете рассмотрена упрощенная схема — плоская задача, на самом деле течение имеет осесимметричный характер. Ошибку вносит также то, что в математической модели рассматривается квазистационарный режим работы диффузора, в эксперименте же процесс нестационарный и рассматривается максимум полученного давления. Поэтому прямое сравнение результатов эксперимента и аналитического решения некорректно, можно говорить только о тенденциях влияния теплого слоя на потери давления.

Численное моделирование

1. Основные уравнения

При моделировании решалась система редуцированных уравнений Навье-Стокса и уравнение сохранения энергии:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) &= 0, \\ \rho \frac{d\vec{v}}{dt} &= -\nabla p + \frac{\partial \vec{\tau}_x}{\partial x} + \frac{\partial \vec{\tau}_y}{\partial y} + \frac{\partial \vec{\tau}_z}{\partial z}, \\ \rho \frac{dh}{dt} &= \frac{dp}{dt} + \vec{\tau}_x \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + \vec{\tau}_y \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} + \vec{\tau}_z \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} + \nabla \lambda \nabla T + q.\end{aligned}$$

где ρ — плотность, v — скорость, p — давление, $\vec{\tau}_x$, $\vec{\tau}_y$, $\vec{\tau}_z$ — напряжения действующие на площадки, перпендикулярные осям x , y , z соответственно. λ — коэффициент теплопроводности. T — температура, h — удельная энтальпия.

Так как рассматриваем турбулентное течение пользуемся уравнения Навье-Стокса осреднённые по Рейнольдсу. Система уравнений замыкается с использованием *SST k- ω* модели, которая включает два дополнительных уравнения для переноса кинетической энергии турбулентности и для скорости диссипации турбулентной энергии.

Энергоподвод учитывался в системе уравнений в виде слагаемого q в правой части уравнения сохранения энергии - удельной мощности энергоподвода, равной нулю вне области энерговыделения.

2. Описание модели в Openfoam

Для уменьшения времени расчета по заданной геометрии (рис. 16) была построена клиновидная сетка из блоков со сгущением в месте взаимодействия неоднородности потока с ударной волной. Таким образом была получена структурированная трехмерная сетка.

В отличие от часто используемых автоматических алгоритмов, для которых характерны резкие измельчение и трансформация сетки в области пограничного слоя, полученные сетки лишены данных недостатков.

Начальные данные для давления, скорости и температуры соответствуют экспериментальным значениям. Кинетическая энергия турбулентности и скорость ее дисси-

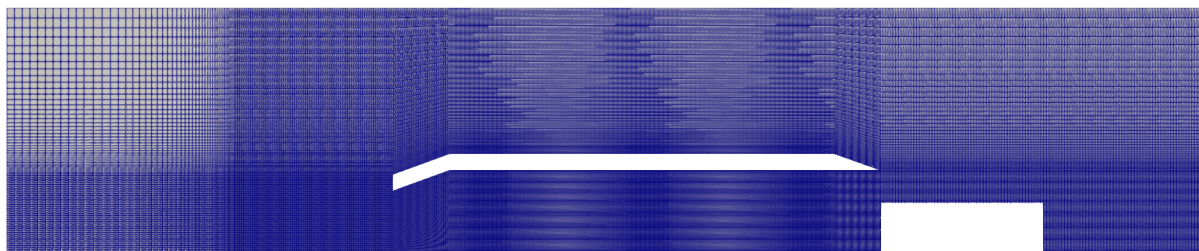


Рис. 19. Расчётная сетка.

пации имеют начальные значения $k = 1000 \text{ м}^2\text{с}^{-2}$ $\omega = 2\text{с}^{-1}$, которые обеспечивают хорошую сходимость численного решения на первых шагах.

На твердых стенках для давления и температуры заданы условия непроницаемости, для скорости условие отсутствия скольжения. Для кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации граничные условия задавались при помощи аппарата пристеночных функций. На верхней стенке расчетной области установлено условие скольжения. На входе поля давления, скорости и температуры имеют фиксированные значения совпадающие с экспериментальными, а на выходе нулевые градиенты.

3. Дискретизация основных уравнений

Дискретизация расчетной области проводится методом контрольных объемов. Для расчета используется готовый решатель `rhoPimpleFoam` для сжимаемых потоков, основанный на алгоритме PIMPLE, который является комбинацией алгоритмов PISO и SIMPLE. Временные члены дискретизируются при помощи неявной схемы Эйлера первого порядка, а конвективные с использованием формуле Остроградского-Гаусса.

4. Результаты

Между картиной обтекания из эксперимента и численным расчетом есть качественное совпадение. Результаты, полученные в численном моделировании, позволяют проследить появление и развитие предвестника. Это подтверждает вывод о том, что с помощью плазменной иглы можно изменить конфигурацию волны, а значит и давление торможения.

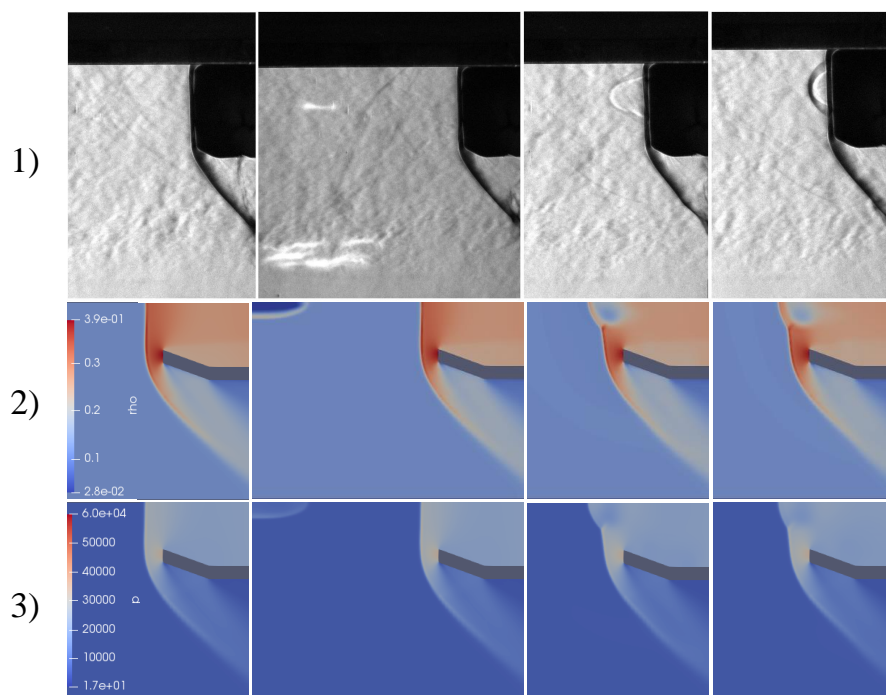


Рис. 20. Сравнение картин обтекания. 1 — теневые фотографии, 2 — поле распределения плотности, 3 — поле распределения давления.

Пока результаты связанные с поведением полного давления имеют различия с результатами эксперимента и это требует дальнейшего исследования.

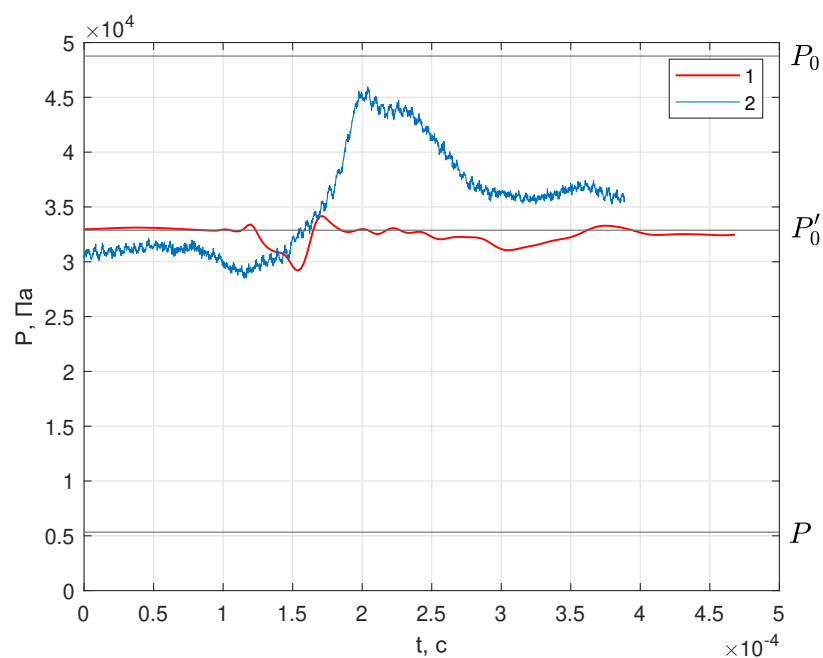


Рис. 21. Сравнение поведения давлений торможения. 1 — численный расчет, 2 — эксперимент. начало отсчёта времени — момент прихода нагретой области на ударную волну, зеленая линия — момент прихода нагретой области на датчик.

Заключение

В работе экспериментально продемонстрирована возможность повышения эффективности воздухозаборника за счет увеличения давления торможения с помощью создания тепловой неоднородности в набегающем потоке. Была построена упрощённая оценочная математическая модель данного явления, которая также подтверждает повышение полного давления в сравнении с обтеканием без тонкого слоя нагретого газа. Данная модель может быть использована для качественной оценки поведения параметров потока и ударно-волновой структуры в зависимости от числа Маха набегающего потока и степени нагрева. Разработана схема численного моделирования, проведено моделирование процесса и построены поля распределения газодинамических параметров течения. Сравнение результатов счета с экспериментом дает удовлетворительное совпадение картины течения. Неоднозначность в поведении давления торможения приводит к необходимости в совершенствовании численной модели и проведении дополнительных экспериментальных исследований.

Список литературы

1. Чжен П. Отрывные течения. Изд-во "Мир". М., 1973.
2. Adelgren R.G., Elliot G.S., Knight D.D., Zheltovodov A.A., Beutner T.J. Energy deposition in supersonic flow // AIAA-2001-0885. 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting Exhibit, Reno, NV, 8-11 January, 2001.
3. А. Ю. Стариковский, Н. Л. Александров Управление газодинамическими потоками с помощью сверхбыстрого локального нагрева в сильнонеравновесной импульсной плазме // Физика плазмы. – 2021. – Т. 47. – № 2. – С. 126-192.
4. Bletzinger P., Ganguly B.N., D. Van Wie, Garscadden A. Plasmas in high speed aerodynamics. // J. Phys. D: Appl. Phys. 38 (2005) R33-R57.
5. Kolesnichenko Yu.F., Azarova O.A., Brovkin V.G., Khmara D.V., Lashkov V.A., Mashek I.Ch., Ryvkin M.I. Basic in beamed MW energy deposition for flow/flight control // AIAA 2004-0669. 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting Exhibit, 5-8-January 2004. Reno, NV.
6. Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В., Орлова Т.И., Рыбаков В.А., Смирнов В.А., Хазинс В.М. Формирование новых структур газодинамических течений при возмущении плотности в тонких протяженных каналах перед фронтами ударных волн // Матем. Моделирование. 1989. Том.1, №8. С.1-11.
7. Kolesnichenko Yu., V. Brovkin V., Azarova O., Grudnitsky V., Lashkov V., Mashek I. Microwave Energy Release Regimes for Drag Reduction in Supersonic Flows // AIAA 2002-0353. 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting Exhibit, 14-17-January 2002. Reno, NV.
8. Lashkov V.A., Mashek I.Ch., Anisimov Yu.I., Ivanov V.I., Kolesnichenko Yu.F., Ryvkin M.I., Gorynya A.A. Gas dynamic effect of microwave discharge on supersonic cone-shaped bodies // (AIAA-2004-0671). 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting Exhibit, Reno, NV, 5-8 January, 2004.
9. O.A. Azarova, "Generation of Richtmyer-Meshkov and Secondary Instabilities during the Interaction of an Energy Release with a Cylinder Shock Layer", Aerospace Science and Technology, 42 (2015)
10. Taylor G.I. The formation of a blast wave by a very intense explosion. II The Atomic Explosion of 1945 // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1950. V.201, №1065. P.175-186.
11. Shreffler R.G., Christian R.H. Boundary disturbances in high explosive shock tubes //

- J. Appl. Phys. – 1954. V.25, №3. P.324-331.
12. Azarova, O.A., Gvozdeva, L.G. (2018). Triple-Shock Configurations, Vortices, and Instabilities Resulting from the Interaction of Energy Release with a Shock Layer in Gaseous Media. In: Kontis, K. (eds) Shock Wave Interactions. RaiNew 2017. Springer, Cham.
 13. Mirels H., Interaction of moving shock with thin stationary thermal layer // Proc. 16-th International Symposium on shock waves and shock Tubes, Aachen, p. 26-30, July 1987.
 14. Zabusky N.J., Yang X. Emerging vortex structures and compressible turbulence following shock-layer interactions // Science at the John von Neumann National Supercomputer Center. Department of Mechanical and Aerospace Engineering. Rutgers University. NJ. USA. Annual Research Report FY, 1989. pp.217-220.
 15. Macheret, Sergey O., Mikhail N. Shneider, Richard Miles and David Van Wie. “11. SCRAMJET INLET CONTROL BY OFF-BODY ENERGY ADDITION AND MHD DECELERATION.” (2007).
 16. Bormotova, T. A., V. V. Golub and Vladislav V. Volodin. “19. COMPARISON OF EFFICIENCY OF MECHANICAL AND THERMAL CORRECTION OF SCRAMJET INTAKE.” (2006).
 17. С. Ю. Пирогов, А. С. Юрьев, В. В. Типаев, А. С. Махров Численное моделирование течения на входе в сверхзвуковой воздухозаборник внешнего сжатия при энергоподводе в набегающий сверхзвуковой поток // Вестник Московского авиационного института. – 2009. – Т. 16. – № 3. – С. 22.
 18. А. С. Махров, С. Ю. Пирогов Изменение характеристик сверхзвукового воздухозаборника при воздействии высокотемпературных образований создаваемых в набегающем потоке // Труды МАИ. – 2012. – № 58. – С. 5.
 19. Лашин А.М., Стариковский А.Ю. Взаимодействие ударных и детонационных волн с энтропийными слоями // Журнал технической физики. Том 65, №8. 1995. С.11-24.