

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ
ИМ. С.А. ХРИСТИАНОВИЧА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Мельников Алексей Юрьевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОРМОЖЕНИЯ ВЯЗКОГО СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА С
ОБРАЗОВАНИЕМ ПСЕВДОСКАЧКА В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАНАЛАХ

1.1.9 – механика жидкости, газа и плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

Д.т.н. Звегинцев В.И.

Новосибирск 2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	5
Глава 1. Состояние исследований в области течений с образование псевдоскачка	19
1.1. Взаимодействие скачка уплотнения и пограничного слоя	19
1.2. Описание цепочки скачков уплотнения и псевдоскачка.....	22
1.3. Свойства псевдоскачка.....	26
1.3.1. Распределение статического давления.....	29
1.3.2. Отношение статических давлений по длине псевдоскачка	32
1.3.3. Протяженность псевдоскачка	34
1.4. Псевдоскачок в аэродинамических устройствах.....	37
1.4.1. Диффузоры сверхзвуковых аэродинамических труб	37
1.4.2. Сверхзвуковые воздухозаборники	40
1.4.3. Изоляторы воздухозаборников	43
Выводы по Главе 1	47
Глава 2. Экспериментальное исследование сверхзвукового потока с образованием псевдоскачка в каналах.....	49
2.1. Экспериментальная установка	49
2.2. Результаты исследования торможения сверхзвукового течения в коротком канале	54
2.3. Результаты исследования торможения сверхзвукового течения в длинном канале	57
2.3.1. Исследование течения в длинном канале при различных числах Маха..	59
2.4. Оценка трения для сверхзвукового потока в цилиндрическом канале.....	65
Выводы по Главе 2	69
Глава 3. Численное моделирование процессов торможения и образования псевдоскачка в длинных цилиндрических каналах	71
3.1. Общая постановка и математическая модель.....	71
3.2. Моделирование сверхзвукового течения в коротком канале без образования псевдоскачка.....	74
3.3. Моделирование сверхзвукового течения в длинном канале с образованием псевдоскачка	76

3.4. Моделирование сверхзвукового течения в длинном канале с образованием псевдоскачка при различном противодавлении	78
Выводы по Главе 3	85
Глава 4. Образование псевдоскачка в коротких диффузорах с большими углами раскрытия	86
4.1. Взаимодействие входящего сверхзвукового потока и области повышения давления	86
4.2. Геометрическое дросселирование течения в диффузоре	89
4.3. Тепловое дросселирование течения в диффузоре.....	90
4.4. Метод расчетов	91
4.5. Результаты расчета	93
4.6. Сравнение геометрического и теплового дросселирования течения в канале	103
Выводы по Главе 4	105
Заключение	108
Список литературы	110

Введение

Сверхзвуковые течения во внутренних каналах широко встречаются в современных аэродинамических устройствах. Большинство течений реализованы в различных устройствах, таких как сверхзвуковые аэродинамические трубы, сверхзвуковые воздухозаборники, сверхзвуковые эжекторы и т.п. Известно, что в каналах постоянного сечения сверхзвуковой поток затормаживается и, как указывали Крокко, Абрамович, Седов и др. [1,2], плавный переход от сверхзвуковой к дозвуковой скорости не может происходить безударно в некотором сечении канала должен образоваться скачок уплотнения, за которым устанавливается дозвуковое течение.

Взаимодействие прямого скачка уплотнения с пограничным слоем у поверхности стенки во внутренних сжимаемых потоках является причиной формирования достаточно сложной картины течения. Когда скачок достаточно сильный, чтобы образовался отрыв пограничного слоя, то может происходить разделение этого скачка. Если канал достаточно длинный, то после нескольких последовательных скачков уплотнения, следует область отрицательного градиента давления. Таким образом, эффект взаимодействия последовательных скачков уплотнения может растянуться на большое расстояние. Во всей области взаимодействия поток затормаживается от сверхзвуковой скорости до дозвуковой. В виду этого, область взаимодействия, включающая в себя цепочку скачков уплотнения, называется «псевдоскачок». Наличие псевдоскачка сильно влияет на производительность и эффективность процессов в различных газодинамических устройствах.

В последние десятилетия взаимодействие скачка уплотнения и пограничного слоя в задачах внешней аэродинамики было предметом многих исследований. Проведено большое количество экспериментальных и теоретических исследований. Исследования показали, что взаимодействие существенно влияет на все поле течения, особенно когда скачок уплотнения

достаточно сильный, чтобы создать отрыв пограничного слоя. Взаимодействие скачка уплотнения и пограничного слоя часто присутствует на различных обтекаемых поверхностях [1,2]. Было показано, что взаимодействие во внешних потоках в значительной степени зависит от числа Маха потока непосредственно перед ударной волной, числа Рейнольдса по толщине пограничного слоя, и конфигурации тела.

Более сложная картина складывается при торможении сверхзвуковых потоков в каналах. В этой ситуации физика процесса торможения может отличаться от сложившихся представлений, которые были получены из анализа внешней аэродинамики обтекания. При возникновении отрыва пограничного слоя в канале, возникающий псевдоскачок должен был бы запереть поток, сформировав выбитую головную ударную волну, так как нет факторов, которые могут зафиксировать положение отрыва. Однако, как показали эксперименты, этого не происходит. Так же известно [1], что при значительном повышении давления на выходе канала произойдет запираение потока с выбитой головной ударной волной. С другой стороны, основной интерес заключается в исследовании промежуточного диапазона повышения давления, в котором остается неясным влияние начального числа Маха потока и длины канала на характеристики торможения потока и перехода к дозвуковому режиму течения. Основные работы по изучению сверхзвукового потока с псевдоскачком сосредоточены на исследованиях потоков в коротких каналах (до 30 калибров), сравнимых с длиной самого псевдоскачка, однако не рассматривается сверхзвуковое течение с образованием псевдоскачка в длинных каналах (более 30 калибров). Реализация структуры псевдоскачка всегда достигалась путем дросселирования канала, при котором псевдоскачок образовывался за счет отрыва пограничного слоя в выходном сечении. Однако в данной работе было получено, что образование псевдоскачка в длинных каналах, может происходить в некотором сечении канала только за счет трения. В связи с этим, вопрос исследования течения в канале с образованием псевдоскачка остается **актуальным.**

Цель работы Изучение влияния газодинамических параметров потока и геометрии цилиндрических каналов на процесс торможения сверхзвукового потока газа с образованием псевдоскачка

Задачи исследования

1. Экспериментальное исследование торможения сверхзвукового потока с образованием псевдоскачка в длинных каналах за счет трения.
2. Изучение детальной структуры сверхзвукового течения с образованием псевдоскачка путем численного моделирования.
3. Исследование влияния геометрического и теплового дросселирования на параметры потока и псевдоскачка в диффузорах с большими углами расширения.

Научная новизна выполненной работы заключается в том, что в процессе экспериментального изучения процесса торможения вязкого сверхзвукового потока в каналах было установлено, что образование псевдоскачка в длинных каналах ($L/D > 32$) может происходить лишь за счет трения (при отсутствии противодавления). Показано, что в отличие от коротких каналов, где псевдоскачок образуется в выходном сечении канала, в длинных каналах образование структуры псевдоскачка, происходит в некотором сечении канала, которое зависит от начального числа Маха потока. Определены характеры влияния увеличения длины канала, противодавления на выходе канала и изменения начального числа Маха потока. Показано, что в широком диапазоне противодавлений псевдоскачок в длинных каналах занимает устойчивое положение. Установлено, что увеличение длины канала или противодавления на выходе приводит к смещению псевдоскачка вверх по потоку, а увеличение начального числа Маха потока приводит к смещению псевдоскачка вниз по потоку, при этом суммарные потери полного давления не зависят от положения псевдоскачка.

Научная и практическая значимость работы

На основании полученных экспериментальных данных и результатов численного моделирования получены распределения параметров сверхзвукового

потока в длинных каналах при наличии псевдоскачка и степени возможного повышения противодавления без нарушения режимов течения, которые могут быть использованы при проектировании аэродинамических устройств.

Результаты численного моделирования и экспериментальных работ, такие как неравномерности профиля скорости, значения давлений и их отношений могут быть применены в дальнейшем при проведении экспериментальных и численных исследований взаимодействия сверхзвуковых потоков и пограничных слоев в каналах.

Показана возможность существенного повышения полного давления на выходе коротких диффузоров с большими углами раскрытия и значительного снижения длины псевдоскачка, что важно при проектировании высокоскоростных двигателей.

Установлено соотношение между геометрическим и тепловым дросселированием для псевдоскачкового режима течения в диффузорах с большими углами раскрытия. Использование полученного соотношения позволит проводить соответствие между видами воздействия при проведении экспериментальных исследований.

Достоверность полученных **результатов** подтверждается комплексным применением экспериментальных методов исследования и проведением численного моделирования исследуемых процессов, показывающих совпадение с высокой точностью, а также совпадением тестовых результатов с известными данными в литературе. Основные результаты диссертационной работы докладывались на многочисленных конференциях и семинарах всероссийского и международного уровня.

На защиту выносятся

1. Результаты экспериментального исследования вязкого сверхзвукового течения газа с образованием псевдоскачка за счет изменения длины канала и противодавления
2. Результаты численного моделирования вязкого сверхзвукового течения газа с образованием псевдоскачка

3. Результаты численного моделирования коротких диффузоров с большими углами раскрытия, которые допускают существенное повышение полного давления после псевдоскачка.
4. Соотношение между тепловым и геометрическим дросселированием сверхзвукового потока с псевдоскачком в диффузорах с большими углами расширения

Апробация работы

Основные положения диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях и семинарах:

13-ая Международная конференция «Авиация и космонавтика-2014» (Москва, 17–21 нояб. 2014 г.); X Всероссийская конференция молодых ученых, посвященная 100 - летию со дня рождения академика В.В. Струминского «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии» (Новосибирск, 23 - 25 апреля 2014 г.); XXIV Всероссийский семинар с международным участием «Струйные, отрывные и нестационарные течения» (Россия, Новосибирск, 11 - 13 нояб. 2015 г.); XVIII International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2016) (Russia, Perm, 27 Jun.-3 Jul., 2016); 2016 International Conference on Informatics, Management Engineering and Industrial Application (IMEIA 2016) (Thailand, Phuket, 24-25 Apr, 2016); Динамика многофазных сред: XVI Всерос. семинар с междунар. участием (Новосибирск, 30 сент. – 5 окт. 2019 г.); XXVI Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter, dedicated to the 150th anniversary of the birth of S.A. Chaplygin (Novosibirsk, 3–5 Apr. 2019); XX International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR – 2020) (Novosibirsk, 1-7 Nov. 2020); XXVII Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter, dedicated to the 90th anniversary of the birth of R.I. Soloukhin (Novosibirsk, 29 Jun. – 3 Jul. 2020);

Публикации

По теме диссертации опубликована 21 работа, в том числе 11 в научных изданиях, рекомендованных ВАК и индексируемых в базах данных Scopus и Web of Science:

1. Kislovsky V., Melnikov A. Impulse air jet action on the convective heat exchange tubular surfaces in boilers // Aerospace. –2022. –Vol. 9 No. 8. –P. 418(15). DOI:10.3390/aerospace9080418
2. Мельников А.Ю. Экспериментальное исследование торможения сверхзвукового потока в осесимметричных каналах // Горение и взрыв. - 2022. - Т.15, No.4. -С. 58-66. DOI: 10.30826/CE22150406
3. Гутов Б.И., Звегинцев В.И., Мельников А.Ю. Влияние противодавления на течение в диффузоре сверхзвукового воздухозаборника // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Аэрокосмическая техника. - 2017. -Т.49. -С. 18-28. DOI: 10.15593/2224-9982/2017.49.02
4. Гутов Б.И., Звегинцев В.И., Мельников А.Ю. Влияние теплоподвода в камере сгорания на течение в диффузоре сверхзвукового воздухозаборника // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Аэрокосмическая техника. - 2017. -No.50. -С. 15-25. DOI: 10.15593/2224-9982/2017.50.02
5. Melnikov A.Yu., Zvegintsev V.I. Supersonic flow deceleration in a long cylindrical channel with pseudoshock formation // AIP Conference Proceedings. - Vol.1770. -S.I., 2016. -030007 p. DOI: 10.1063/1.4963949
6. Melnikov A.Yu., Zvegintsev V.I. Investigation of deceleration supersonic flow in a long cylindrical channel with formation pseudoshock // Lancaster, USA: Destech Publication, 2016. -P. 259-263. DOI: 10.12783/dtetr/imeia2016/9348
7. Gutov B.I., Zvegintsev V.I., Melnikov A.Yu. The effect of backpressure on the transition to subsonic flow in the diffuser of a supersonic air intake // AIP Conference Proceedings. -Vol.1893, No.1. -S.I.: AIP Publishing, 2017. -030031 p. DOI: 10.1063/1.5007489
8. Melnikov A.Yu., Zvegintsev V.I. Influence of geometrical and thermal actions on the flow characteristics in the ramjet channel // AIP Conference Proceedings. -Vol.2027, No.1. -S.I., 2018. -030055(7) p. DOI: 10.1063/1.5065149

9. Vnuchkov D.A., Zvegintsev V.I., Nalivaichenko D.G., Melnikov A.Yu., Smoljaga V.I., Stepanov A.V. Influence of backpressure in the combustion chamber on the characteristics of the supersonics axisymmetric air intake // AIP Conference Proceedings -Vol.2027, No.1. -S.l.: AIP Publishing, 2018. -040054(5) p. DOI: 10.1063/1.5065328

10. Melnikov A.Yu., Zvegintsev V.I. Supersonic flow with pseudoshock formation by thermal addiction // AIP Conference Proceedings -Vol.2125, No.030019(7). -S.l.: AIP Publishing, 2019. DOI: 10.1063/1.5117401

11. Zvegintsev V.I., Melnikov A.Yu. Change of flow patterns in a supersonic inlet during its acceleration and deceleration // AIP Conference Proceedings -Vol.2288. -S.l.: AIP Publishing, 2020. -020004(9) p. DOI: 10.1063/5.0028385

Личный вклад автора

Автором была создана экспериментальная установка и проведены все экспериментальные исследования течения в каналах различной длины. Автором проведено численное моделирование торможения сверхзвукового потока в длинных каналах с образованием псевдоскачка. Автор принимал участие в обработке результатов численного моделирования и их обсуждении. Принимал участие в подготовке публикаций основных результатов в рецензируемых журналах. Автором были доложены все результаты работы на конференциях, в том числе международных. Результаты совместных работ представлены в диссертации с согласия соавторов.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, и списка литературы из 97 наименования. Общий объем диссертации составляет 117 страниц, 59 рисунков и 5 таблиц.

В **первой главе** проведен обзор литературы по тематике торможения сверхзвуковых потоков и образования псевдоскачка во внутренних течениях. Рассмотрены работы, описывающие общие принципы торможения сверхзвуковых потоков и переход к дозвуковому режиму течения через систему скачков уплотнения. Вводятся понятия цепочки скачков уплотнения и псевдоскачка,

длинного и короткого канала. Проведен обзор работ, в которых приводится детализированная, посредством методов визуализации, структура цепочки скачков уплотнения. Рассмотрены распределения газодинамических параметров потока, таких как перепады и продольное распределение давлений, на цепочке скачков уплотнения и псевдоскачке. Установлено, что падение полного давления на псевдоскачке ниже, чем в случае прямого скачка уплотнения. Рассмотрено большое количество работ, посвященных определению длины псевдоскачка. Согласно исследованным работам получена закономерность увеличения длины псевдоскачка при увеличении числа Маха перед ним. Отмечается, что длина псевдоскачка в 6-15 раз превышает эквивалентный диаметр канала.

Рассмотрено образование псевдоскачка в различных газодинамических устройствах: диффузоры аэродинамических труб, воздухозаборники и их изоляторы. Исследованы продольные распределения статического давления на стенках воздухозаборниках и изоляторов при образовании псевдоскачка. Отмечается, что одной из основных причин образования псевдоскачка заключается в появлении отрицательного градиента давления вследствие теплоподвода в конце каналов.

На основании обзора литературы сформирована цель и поставлены задачи диссертационной работы.

Во **второй главе** описывается экспериментальная часть диссертации, используемое оборудование, методы регистрации и применяемые подходы при проведении экспериментов.

П. 2.1 посвящен описанию экспериментальной установки, включающей профилированные сверхзвуковые сопла с числами Маха от 2 до 5 и цилиндрические каналы длиной L/D от 32 до 64 ($D=50$ мм). В общем виде экспериментальная установка представляла собой присоединенный к вакуумной емкости канал, в начале которого устанавливалось необходимое сопло, с заданным числом Маха. За счет создаваемого вакуума некоторые исследования проводились с втеканием из атмосферы. Также были проведены эксперименты при увеличенном числе Рейнольдса, для этого перед соплом устанавливалась

форкамера, в которой реализовывалось необходимое давление. Сравнение результатов показало, что увеличение числа Рейнольдса не приводит к изменению картины течения.

Приведено описание используемых приемников давления, схема их установки в экспериментальном канале и метод калибровки. Приводится описание используемой системы регистрации АЦП и типичные записи эксперимента. Проведен расчет погрешностей измерений, который не превышает 0,5%.

В п. 2.2 приведены результаты экспериментального исследования торможения сверхзвукового потока в коротком канале длиной $L/D=32$ при втекании из атмосферы при числе Рейнольдса $Re_D=2,3 \cdot 10^5$. Были получены продольные распределения статического давления на стенке канала при нарастающем давлении в вакуумной емкости. Было установлено, что псевдоскачок образуется в выходном сечении канала и по мере увеличения давления в вакуумной емкости и перемещается вверх по потоку при повышении противодавления. Были проведены исследования при увеличенном числе Рейнольдса до $Re_D=5,1 \cdot 10^6$. Полученные продольные распределения давления полностью согласуются с данными при числе Рейнольдса $Re_D=2,3 \cdot 10^5$. При минимальном давлении в вакуумной емкости $P/P_0=0,055$ в канале присутствует тормозящийся сверхзвуковой поток. Образование псевдоскачка происходит при давлении $P/P_0=0,072$. По мере увеличении противодавления до значения $P/P_0=0,097$ псевдоскачок перемещается от выходного сечения в сторону входного. При увеличении противодавления до $P/P_0=0,11$ происходит нарушение режима втекания и в канале устанавливается полностью дозвуковой режим течения.

Таким образом, в данной конфигурации канала, увеличение числа Рейнольдса не оказывает изменений на поток. Проведено сравнение с экспериментальными результатами других авторов, которое показывает аналогичный процесс образования псевдоскачка и его поведения при повышении противодавления, что говорит о верности постановки эксперимента и методах его проведения.

П. 2.3 и 2.3.1 посвящены описанию результатов экспериментов по торможению сверхзвукового потока в длинных каналах длиной $L/D=64$ при различных числах Маха и Рейнольдса. Для сверхзвукового потока в длинных каналах псевдоскачок образуется в определенном сечении по длине канала даже при отсутствии противодавления на выходе и сохраняет это положение при повышении противодавления до $P/P_0=0,15$ (при $M_{вх}=3$), до $P/P_0=0,06$ (при $M_{вх}=3,76$), до $P/P_0=0,022$ (при $M_{вх}=4,54$). При дальнейшем увеличении противодавления псевдоскачок начинает перемещаться в сторону входного сечения и при повышении этой величины на 33-50% (при $M_{вх}=3,76$ и $M_{вх}=3,95$ до $P/P_0=0,08$, при $M_{вх}=4,54$ до $P/P_0=0,035$) псевдоскачок перемещается на всю длину канала. При увеличении начального числа Маха потока, образование псевдоскачка происходит ближе к выходному сечению, т.е. за счет увеличения числа Маха можно добиться полностью сверхзвукового потока по всему каналу. Определена длина псевдоскачка для каждого эксперимента, которая составила 10-15 калибров, что полностью согласуется с данными из литературы.

П. 2.4 посвящен описанию существующих методов определения коэффициента потерь полного давления для дозвуковых и сверхзвуковых потоков. Для оценки потерь полного давления в сверхзвуковых потоках предлагается использовать широко известный метод, применяемый для дозвуковых потоков на основании уравнения Дарси.

$$\lambda_f = \xi \cdot \frac{L}{D} = \frac{P_{01} - P_{02}}{\frac{\rho \cdot V_1^2}{2}}$$

Предлагаемый метод имеет ряд преимуществ перед применяемыми методами плавающего элемента и измерением касательных напряжений, заключающихся в простоте измерений и согласовании данных различных экспериментов. На основании проведенных экспериментальных исследований были получены перепады полных давлений в каналах различной длины и при различном начальном числе Маха потока на входе, с образованием псевдоскачка и рассчитаны коэффициенты потерь полного давления по предложенному методу.

Аналитически было установлено, что длина каналов со сверхзвуковой скоростью газа на входе всегда ограничена из-за перемещения псевдоскачка к входу и образованию выбитой головной ударной волны с переходом к полностью дозвуковому режиму течения в канале. Были получены оценки максимальной возможной длины каналов со сверхзвуковой скоростью газа на входе и максимально возможного коэффициента потерь полного давления

$$\lambda_{сз}^{max} = \left(1 - \frac{P_{02}}{P_{01}}\right) \cdot \frac{1}{\frac{k}{2} \cdot \pi(M_1) \cdot M_1^2} = \frac{1 - q(M_1)}{\frac{k}{2} \cdot \pi(M_1) \cdot M_1^2}.$$

В **третьей главе** представлены результаты численного моделирования процесса торможения сверхзвукового потока в цилиндрических каналах с образованием псевдоскачка.

П. 3.1 посвящен описанию используемого программного комплекса Ansys Fluent, общей постановке расчетов, обоснованию выбора вида расчетной области и математической модели. Расчеты проводились в стационарной осесимметричной постановке. Решались уравнения Навье-Стокса, осредненные по Рейнольдсу с использованием модели турбулентности k- ω SST с настройками по умолчанию. Рассматривалась задача течения в канале заданной длины L и диаметром D, выходящим в затопленное пространство, в котором задавалось требуемое противодавление или его отсутствие.

Проведено исследование влияния размерности используемой сетки на решение. Увеличение размерности сетки свыше 800 000 ячеек не приводит к изменению продольного распределения статического давления.

В п. 3.2 приведено описание результатов численного моделирования сверхзвукового потока в коротком канале $L/D = 38$ ($D = 25$ мм) без образования псевдоскачка. Показано влияние начального числа Маха потока на входе на потери полного давления в конце канала. По предложенному в п.2.5 методу определения трения на основе уравнения Дарси, получена зависимость коэффициента потерь полного давления от начального числа Маха потока.

В п. 3.3 представлены результаты численного моделирования торможения сверхзвукового потока с образованием псевдоскачка в длинных каналах длиной

$L/D = 80, 100$ и 120 ($D=100$ мм) при истечении в вакуум. Показано, что в длинном канале может присутствовать полностью сверхзвуковое течение без псевдоскачка и увеличение длины канала приводит к образованию псевдоскачка, за которым устанавливается дозвуковое течение с числом Маха на выходе $M=1$. В данной работе было установлено, что увеличение длины канала приводит к смещению псевдоскачка в сторону входного сечения вплоть до образования выбитой головной ударной волны на входе в канал.

П. 3.4 посвящен результатам численного моделирования торможения сверхзвукового потока с образованием псевдоскачка в длинном канале $L/D=100$ ($D=100$ мм) при различном противодавлении на выходе. Показано, что по мере увеличения противодавления, псевдоскачок смещается в сторону входного сечения до момента образования выбитой головной ударной волны на входе в канал. Установлено, что за счет перемещения псевдоскачка течение в канале постоянного сечения может выдерживать повышение давления на выходе до 52%, что полностью согласуется с экспериментальными данными. В отличие от случаев с изменением длины канала, было установлено, что за счет перепада давления могут быть реализованы режимы течения, при которых после псевдоскачка в выходном сечении число Маха потока может быть меньше 1 ($M_{\text{вых}} < 1$). Получены зависимости коэффициентов трения для сверхзвукового, дозвукового участков течения и области псевдоскачка в зависимости от перепада давления. Проведено численное моделирование условий экспериментального исследования (см. п. 2.3). Сравнение результатов численного моделирования и экспериментальных данных показало количественно и качественное согласование продольного распределения статического давления в канале длиной 64 калибра с погрешностью не более 10%.

В **четвертой главе** представлены результаты численного моделирования сверхзвукового течения с образованием псевдоскачка в коротких диффузорах (L/D до 5) с большими углами раскрытия $\theta = 10^\circ$ и 90° с присоединенным каналом постоянного сечения $L/D=24$.

В п. 4.1 описано взаимодействие области повышения давления в проточной части канала и горла диффузора. Аналитически показано, что за счет геометрического дросселирования или подвода тепла давление в проточной части канала может увеличиваться в 3 раза. Предложено применение коротких диффузоров с большими углами раскрытия для перехода от сверхзвукового течения к дозвуковому и изоляции горла диффузора от повышения давления в проточной части канала.

П. 4.2 посвящен описанию геометрии моделей каналов для геометрического и теплового дросселирования для численного моделирования. Приведено описание метода расчета в пакете прикладных программ. Для исследования были выбраны две осесимметричные конфигурации каналов, состоящие из начального цилиндрического участка, имитирующего горло воздухозаборника, конического диффузора с углами раскрытия 10° и 90° , цилиндрического участка и критического сечения для случая геометрического дросселирования. Для случая теплового дросселирования – начального цилиндрического участка, имитирующего горло воздухозаборника, конического диффузора с углами раскрытия 10° и 90° , цилиндрического участка.

В п. 4.3 приведены результаты численного моделирования для геометрического и теплового дросселирования проточной части канала. Результаты моделирования показывают, что рассмотренные короткие диффузоры (L/D до 5) с углами раскрытия 10° и 90° обеспечивают изоляцию горла, без нарушения течения на входе, при изменении полного давления от 2,7 до 3 раз в проточной части канала независимо от угла расширения.

П. 4.3 посвящен сравнению геометрического и теплового дросселирования проточной части канала. Установлено соотношение между тепловым воздействием и геометрическим воздействием на течение в канале, при соблюдении которого потери полного давления в диффузоре совпадают или отличаются незначительно.

В заключении сформулированы основные выводы диссертационной работы:

1. Впервые экспериментально установлено, что в длинных каналах ($L/D \geq 64$) псевдоскачок образовывается внутри канала при отсутствии противодействия.
2. Впервые экспериментально подтверждено, что увеличение длины канала или противодействия на выходе приводит к смещению псевдоскачка вверх по потоку, а увеличение начального числа Маха потока приводит к смещению псевдоскачка вниз по потоку, при этом суммарные потери полного давления не зависят от положения псевдоскачка.
3. Впервые установлено, что в определенном диапазоне противодействий псевдоскачок в длинных каналах ($L/D \geq 64$) занимает фиксированное положение.
4. Впервые экспериментально установлено, что при сверхзвуковых режимах втекания сверхзвуковой поток в длинных ($L/D \geq 64$) и коротких ($L/D \leq 32$) каналах может выдерживать повышение противодействия до 80% и 35%, соответственно, не нарушая режим втекания.
5. Предложено оценивать потери на трение для сверхзвукового потока в цилиндрическом канале по потерям полного давления.
6. Впервые получено, что диффузоры с большими углами раскрытия значительно снижают длину псевдоскачка до $L/D = 4 - 6$.
7. Впервые установлено, что диффузоры с большими углами раскрытия ($\Theta \geq 100$) допускают повышение полного давления на выходе до 300%, не нарушая режима втекания.
8. Впервые получено соотношение между тепловым и геометрическим дросселированием, создающими одинаковые потери полного давления в канале для диффузоров с большими углами расширения.

Благодарности. Автор работы выражает огромную благодарность научному руководителю д.т.н. Звегинцеву Валерию Ивановичу, научному консультанту г.н.с. ИТПМ СО РАН д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН Бойко Андрею Владиславовичу, а также сотрудникам лаборатории №5 и №11 ИТПМ СО РАН им. С.А. Христиановича за ценные советы, неоценимую помощь и рекомендации при обсуждении работы на семинарах.

Глава 1. Состояние исследований в области течений с образованием псевдоскачка

1.1. Взаимодействие скачка уплотнения и пограничного слоя

Течение газа в проточной части канала формируется в зависимости от давлений на входе и выходе, геометрии канала и вязкостного трения о стенки. Нейман и Люстверк [3,4] провели эксперимент с трубой постоянного сечения ($L/D=30$) с условиями, при которых в трубе присутствовал прямой скачок уплотнения. Они показали, что идеальный скачок уплотнения, который предполагался для случая без пограничного слоя, не может быть получен и вместо этого из-за наличия пограничного слоя рост статического давления распространялся на расстоянии от 8 до 12 диаметров канала. Аналогичные результаты, были представлены в работе Гурылева и Елисеева [5].

Эксперимент [3], опубликованный в 1949 г., был одной из первых обширных работ по взаимодействию скачков уплотнения и пограничных слоев во внутренних течениях. Кроме того в 1953 году для диффузора сверхзвуковой аэродинамической трубы были [6] рассмотрены волны сжатия в каналах. Было показано, что «...область волн сжатия может включать в себя несколько кривых или косых скачков, образующих регулярные отражения Маха». Шапиро [7] ссылался на «прямой скачок уплотнения в каналах» в своем учебнике, опубликованном в 1953 году, цитируя экспериментальные данные [3]. С тех пор многие исследования были посвящены этой очень важной практической проблеме во внутренних каналах. Значительное количество исследований по взаимодействию скачка уплотнения и пограничного слоя в каналах с постоянной площадью приведены в работах [7–31].

Согласно исследованиям [7,24,32,33] картина взаимодействия между прямым скачком уплотнения и турбулентным пограничным слоем в канале

постоянного сечения может быть разделена на четыре различные возможные конфигурации, схематически показанные на рисунке 1 [34].

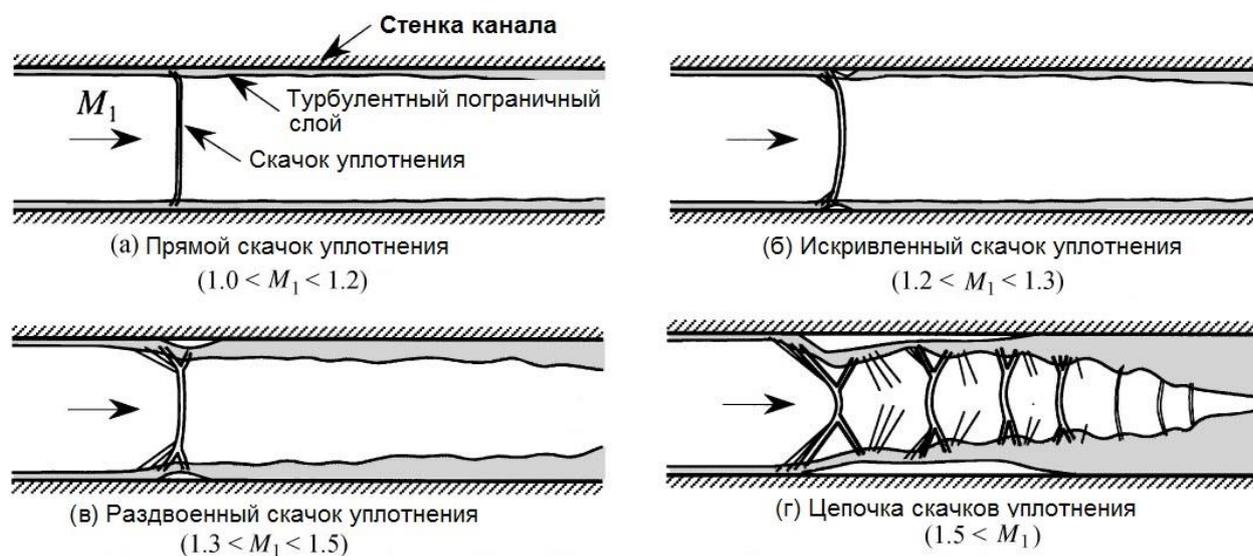


Рисунок 1. Взаимодействие прямого скачка уплотнения и турбулентного пограничного слоя в канале постоянного сечения [34].

В случае если число Маха набегающего потока M_1 , непосредственно перед скачком уплотнения меньше 1,2 (рисунок 1а), взаимодействие настолько слабое, что скачок уплотнения остается прямым, близким к невязкому случаю и отрыва пограничного слоя не возникает. При значениях числа Маха между $M_1=1,2$ и $M_1=1,3$ (рисунок 1б) взаимодействие достаточно слабое, и ударная волна непрерывно меняет наклон с увеличением расстояния от стенки. Пограничный слой может не отделиться или отделиться в основании волны, но есть сильная тенденция к присоединению. При дальнейшем увеличении числа Маха наблюдается одиночный почти прямой скачок с раздвоенными концами, как показано на рисунке 1в, получаемый в результате отрыва пограничного слоя, поскольку зона отрыва не достаточно обширная, существует небольшая тенденция к повторному присоединению. Взаимодействие становится значительным для более высоких чисел Маха. Так для числа Маха, превышающего примерно $M_1=1,5$, как показано на рисунке 1г, один или несколько скачков уплотнения появляются ниже по потоку от раздвоенного

скачка. Последовательность скачков по потоку во многих статьях называется по-разному, будем использовать термин «цепочка скачков уплотнения», чтобы указывать именно на последовательность скачков уплотнения.

Выше по потоку от цепочки скачков уплотнения сверхзвуковой поток замедляется, и в этой области увеличивается статическое давление. Важный экспериментальный факт заключается в том, что статическое давление продолжает расти и после цепочки скачков на определенном расстоянии вдоль канала, «если канал достаточно длинный». В этом случае восстановление статического давления выполняется как через область цепочки скачков уплотнения, так и в последующей области. В 1958 г. Крокко [35] указал для воздухопроводов, что «прямой скачок уплотнения» в большинстве случаев не является надлежащим механизмом перехода от сверхзвукового к дозвуковому потоку, а фактический механизм более сложен, что указывает на более постепенный переход, который существенно отличается от простого разрыва на прямом скачке. Он назвал этот переходный процесс «псевдоскачок». В настоящей работе термин «псевдоскачок» используется для обозначения области потока от головного скачка уплотнения до конца последующей области восстановления статического давления до максимального значения.

В последние годы явлению цепочки скачков уплотнения и псевдоскачку уделяется все больше внимания из-за его важности в промышленных сферах, а также многих феноменологических аспектах. Необходимо понимать механизм торможения сверхзвуковых потоков и, в частности, псевдоскачка для того, чтобы разработать методы прогнозирования и управления параметрами потока, что позволит проектировать аэродинамические установки или устройства с заданными характеристиками.

1.2. Описание цепочки скачков уплотнения и псевдоскачка.

Типичная Шлирен фотография цепочки скачков уплотнения и зоны псевдоскачка показана на рисунке 2. Эта фотография была сделана в университете Кюсю в Японии в 1969 году [36]. Канал имел квадратное сечение 32x32 мм, поток двигался слева направо. Число Маха набегающего потока перед головным скачком равно $M_1=1,75$ и число Рейнольдса по эквивалентному диаметру канала $Re_D=8,2 \times 10^5$.

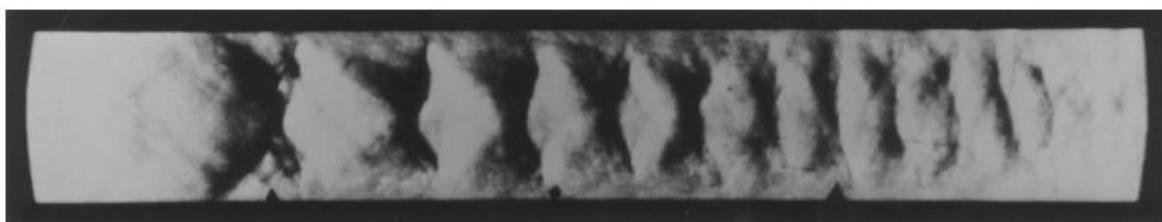


Рисунок 2. Шлирен фотография цепочки скачков уплотнения [36].

Область цепочки скачков уплотнения на рисунке 2 содержит около десяти прямых скачков. Здесь следует отметить, что в конце цепочки поток не полностью дозвуковой, а смешанный сверхзвуковой – дозвуковой, причем сверхзвуковая часть замедляется до дозвуковой скорости безударно [11,16].

В современных работах [37,38] было получено более детальное изображение псевдоскачка. На рисунке 3 показаны теневые фотографии псевдоскачка, где числа Маха набегающего потока равны 2 и 4 соответственно.

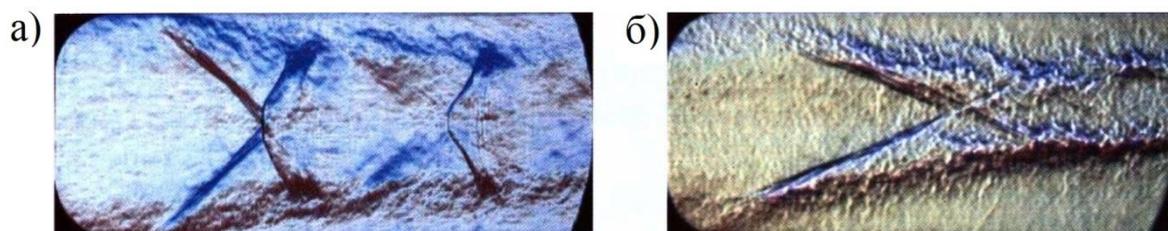


Рисунок 3. Шлирен визуализация псевдоскачка [38].

Условные обозначения: а) $M_0=2$; б) $M_0=4$.

Чтобы понять особенности сверхзвукового течения в канале, включая цепочку скачков уплотнения и псевдоскачков, покажем типичное продольное распределение статического давления [38] полученное экспериментально в прямоугольном канале сечением 40x50 мм (рисунок 4).

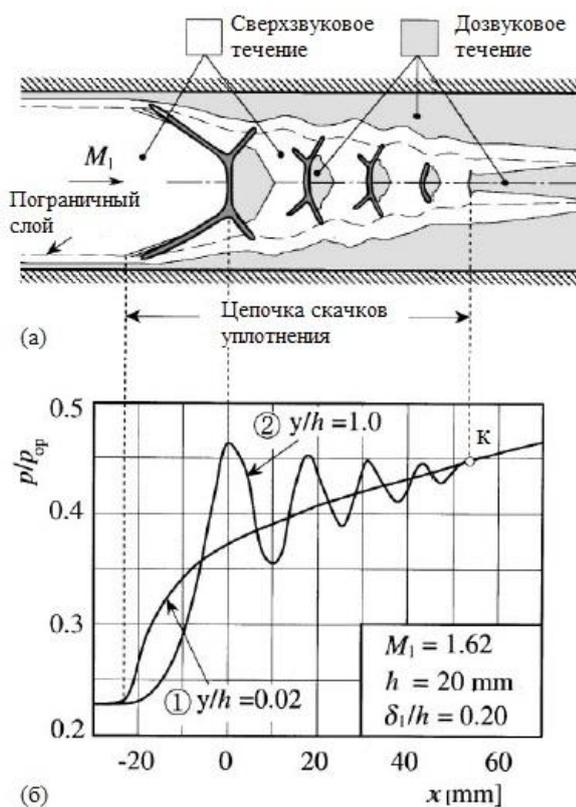


Рисунок 4. Распределение безразмерного давления по длине прямоугольного канала в цепочке скачков уплотнения [38].

Условные обозначения: а) Схематичное представление цепочки скачков уплотнения; б) распределение давления.

На рисунке 4а схематично показана структура потока в области цепочки скачков уплотнения, соответствующей аналогичным условиям эксперимента, что и на рисунке 4б. На рисунке 4б приведены начальные экспериментальные условия: число Маха набегающего потока M_1 , отношение толщины пограничного слоя непосредственно перед цепочкой скачков уплотнения к половине высоты канала δ_1/h . На графике показано продольное распределение отношения

статического давления к полному давлению набегающего потока P/P_{0p} . Кривая 1 показывает распределение давления, измеренное вдоль канала на 0,4 мм от стенки канала ($y/h = 0,02$), а кривая 2 вдоль оси канала ($y/h = 1$).

Кривая 1 на рисунке 4б показывает, что относительное статическое давление вдоль стенки канала монотонно возрастает. Кривая 2 показывает, что давление по оси канала претерпевает многократные скачки в результате наличия цепочки скачков уплотнения. Следует отметить, что кривая 1 пересекается с кривой 2 в точке κ , и эта точка располагается вблизи конца цепочки скачков уплотнения. За этой точкой (κ) давление все еще продолжает увеличиваться.

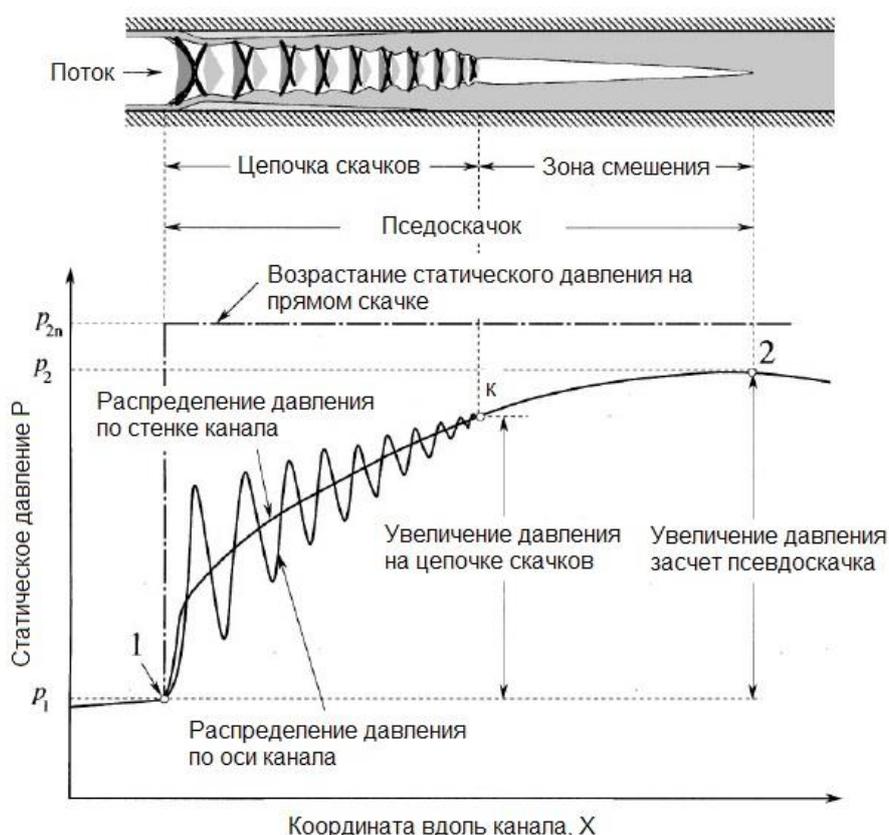


Рисунок 5. Схематическое распределение статического давления по длине канала с псевдоскачком.

На рисунке 5 схематично представлена цепочка скачков уплотнения с последующей зоной повышения давления в соответствии с распределением статического давления вдоль стенки и по оси канала [8,11,19,31]. Как показано на

рисунке 5, давление на стенке канала начинает расти в точке 1, где находится основание первого скачка уплотнения, и непрерывно увеличивается до значения в точке k . Это повышение давления между точками 1 и k вызвано только цепочкой скачков уплотнения. Если поток в точке k полностью дозвуковой и однородный, то статическое давление ниже по потоку от этой точки должно уменьшаться вследствие наличия трения. Однако следует отметить, что за цепочкой скачков уплотнения следует «область смещения», как показано на рисунке. В области смещения скачки отсутствуют, но давление увеличивается до некоторой максимальной величины, и давления на стенке и оси канала совпадают.

Появление области смещения или же области отрицательного градиента давления после зоны цепочки скачков уплотнения зависит от длины канала (будет обсуждаться в п. 1.3.1). При достаточной длине канала для образования области смещения статическое давление достигает максимума в точке 2, а после этой точки давление постепенно уменьшается, при ускорении дозвукового потока. Поскольку статическое давление возрастает и поток, по-видимому, является сверхзвуковым в точке 1 и дозвуковым в точке 2, то возможно стоит рассматривать всю область от точки 1 до точки 2 как один прямой скачок уплотнения. Если пограничный слой отсутствует, то давление «скачкообразно» повышается от P_1 до значения Ранкина - Гюгонио P_{2n} за счет одного прямого скачка, как показано на рисунке 5. В реальных потоках давления растут непрерывно до величины P_2 , обычно меньшей, чем P_{2n} . Из этого можно сделать вывод о том, что при рассмотрении процесса торможения сверхзвукового потока потери полного давления на псевдоскачке будут меньше, чем на прямом скачке. Более подробно данный факт будет рассмотрен в п 1.3.3

В реальных потоках скачок обязательно взаимодействует с пограничным слоем вдоль поверхностей стенок, и в случае сильного взаимодействия будет уже не единичным скачком, а преобразуется в цепочку скачков уплотнения или «псевдоскачок» [2,39], и поэтому на свойства и характер потока сильно влияют как пограничный слой, так и число Маха непосредственно перед скачком.

1.3. Свойства псевдоскачка

Термин «ударная волна» широко известен для исследователей, однако термин «цепочка скачков уплотнения» или «псевдоскачок» не имеет такого распространения. Например, чтобы соответствовать необходимым условиям давления может образовываться псевдоскачок. В простейшем случае теоретически можно рассмотреть такое явление в виде одно прямого скачка уплотнения. Но, как упоминалось выше, во внутренних течениях вместо одного скачка уплотнения следует рассматривать псевдоскачок, что важно при работе различных аэродинамических устройств при сверхзвуковых скоростях [40].

В последнее время расчеты цепочки скачков уплотнения и псевдоскачков стали одними из самых сложных проблем в вычислительной гидродинамике. Некоторые виды моделей турбулентности были включены в многомерные сжимаемые уравнения вязкости [41–46] и позволили рассмотреть детально поле течения, которое не может быть получено экспериментально, например в цилиндрических каналах. Однако то, что практически получается из таких расчетов, зачастую не согласуется с экспериментами [47, 48]. Основной причиной этого, является то, что эффекты турбулентности и вязкости не могут быть учтены должным образом, из-за недостатков в моделях турбулентности [49,50]. Также явления, связанные с ударным отрывом пограничного слоя, повторным присоединением, неустойчивостью потока и т. п. не могут быть предсказаны правильно. В основном, описание сложных течений с помощью простой модели может быть полезно для понимания основных характеристик потока. Что касается псевдоскачков в канале с постоянной площадью, то первая расчетная модель течения, названная «безударной моделью», была предложена Крокко [35] в 1958 году. Основные модели расчетов сверхзвуковых потоков с псевдоскачком были представлены в работах [40,51–56].

Можно сказать, что явления псевдоскачка и цепочки скачков уплотнения чрезвычайно сложны и недостаточно понятны, несмотря на большой объем

исследований в этой области. Для проектирования или эксплуатации проточных устройств, в которых присутствуют цепочки скачков уплотнения или псевдоскачки, необходимо оценить распределение давления по направлению потока, повышение давления и длину канала, необходимые для достижения требуемого повышения давления. Рассмотрение псевдоскачка в различных проточных устройствах будет обсуждено в разделе 1.4 данной главы.

В этом разделе рассмотрим свойства псевдоскачка в каналах с постоянной площадью и условием адиабатической стенки. На форму каждого отдельного скачка уплотнения в области псевдоскачка в основном влияют число Маха и толщина пограничного слоя непосредственно перед цепочкой скачков уплотнения. Такое влияние называется эффектом «сужения потока», который характеризуется отношением толщины невозмущенного пограничного слоя к половине высоты или радиусу канала в осесимметричной геометрии.

Серия фотографий, на которых отчетливо видно влияние сужения потока на форму цепочки скачков уплотнения в прямоугольном канале приведена на рисунке 6 [16].

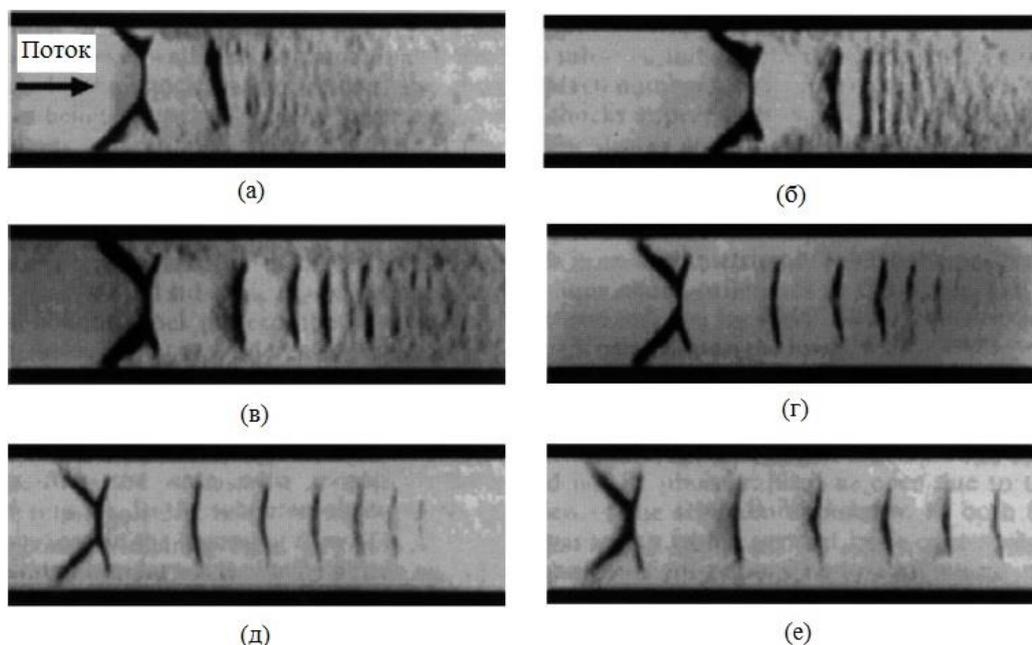


Рисунок 6. Шлирен фотографии цепочки скачков уплотнения [16] ($M_1 = 1,6$).

Условные обозначения: а) $\delta_1/h=0,08$; б) $\delta_1/h=0,14$; в) $\delta_1/h=0,27$; г) $\delta_1/h=0,32$; д) $\delta_1/h=0,40$; е) $\delta_1/h=0,49$.

Поток движется слева направо. Число Маха набегающего потока M_1 и единичное число Рейнольдса на метр поддерживались постоянными $M_1=1,6$ и $Re_1=3*10^7$ соответственно, а параметр сужения потока δ_1/h изменялся, где δ_1 - толщина пограничного слоя, а h - половина высоты канала. На верхней фотографии показан скачок, расположенный возле выхода из сопла, где пограничный слой самый тонкий и δ_1 увеличивается по длине канала.

Из рисунка 6 видно, что скачок постепенно удаляется от выходного сечения сопла, и пограничный слой соответственно становится толще. Первый скачок во всех случаях раздвоен, а последующие скачки - нет. Хорошо видно, что в пределах одной цепочки скачков уплотнения, расстояние между двумя последовательными скачками уменьшается. Кроме того, на этих фотографиях можно отметить, что, когда число Маха M_1 остается постоянным и параметр сужения потока δ_1/h увеличивается, число скачков и расстояние между двумя последовательными скачками увеличиваются, и, следовательно, длина цепочки тоже увеличивается. Аналогичным образом, с увеличением числа Маха увеличивается количество скачков, расстояние между ними и длина всей цепочки скачков [42].

В случае умеренного взаимодействия прямого скачка и пограничного слоя, как показано на рисунке 2 и 6, прямая часть первого скачка все еще присутствует в центре потока. Такая структура скачков называется «цепочка прямых скачков уплотнения». При дальнейшем увеличении числа Маха потока и более сильном взаимодействии первого скачка, прямая часть скачка исчезает. Такой тип цепочки скачков называется «цепочка косых скачков уплотнения».

Для случая с цепочкой косых скачков их число и расстояние между двумя последовательными скачками менее чувствительны к сужению потока [16,44]. Как правило, цепочка косых скачков уплотнения образуется при числе Маха набегающего потока $M=1,8-2,2$ [19,28,41,42].

Ом и Чайлдс [11] провели эксперимент с образованием цепочки скачков уплотнения в круглом канале при числе Маха набегающего потока $M_1=1,49$ и

числе Рейнольдса $Re=4,90*10^6$ на метр. По детальным измерениям полного, статического давления в ядре потока и давления на стенке канала они получили осевое распределение толщины вытеснения пограничного слоя. Основываясь на результате, они создали одномерную модель течения с формированием каждого скачка. Согласно этой модели, нарастающее вытеснение, из-за первого скачка достаточно, чтобы дросселировать поток. Дозвуковой поток, непосредственно за первым скачком, ускоряется в сужающемся потоке, пока не будет достигнута скорость звука. После этого происходит сверхзвуковое расширение, и эта область сверхзвукового потока заканчивается формированием второго скачка, и происходит аналогичный процесс. Таким образом повторное ускорение потока после каждого скачка вызвано корректировками в пограничном слое на стенке.

1.3.1. Распределение статического давления

Как описывалось выше, за цепочкой скачков уплотнения следует область смешения, где восстановление статического давления достигается без скачков, если канал имеет достаточную длину. Пример такого потока показан на рисунке 7 [34,57]. Измерения проводились на стенке в прямоугольном канале постоянной площади, а число Маха в свободном потоке перед скачком равнялось $M_1=2,0$. На вертикальной оси отложено отношение локального статического давления p к статическому давлению p_1 перед цепочкой скачков уплотнения, а горизонтальная ось обозначает расстояние от входа в канал.

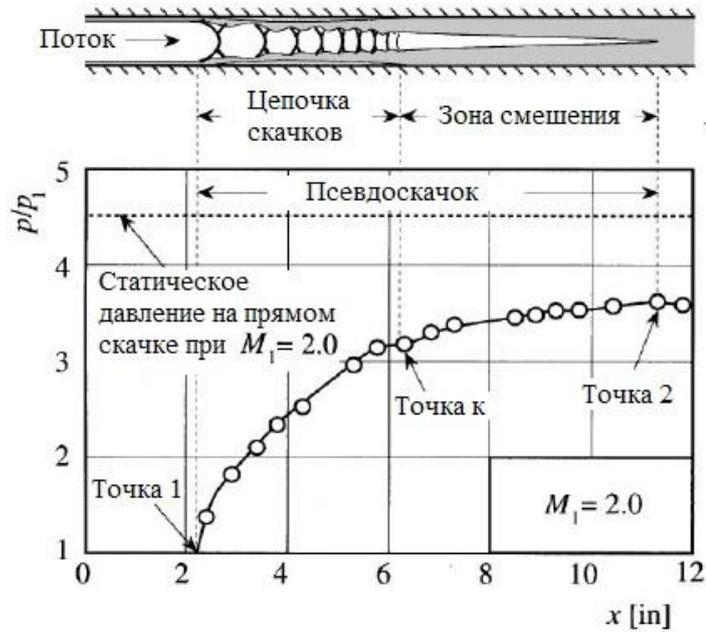


Рисунок 7. Продольное распределение статического давления на стенке квадратного канала [34].

Статическое давление возрастает от $p/p_1=1$ в точке 1 до примерно $p/p_1=3.2$ в точке k за счет цепочки скачков уплотнения, а затем повышается до примерно $p/p_1=3,6$ в точке 2 через область смешения. Значение $p/p_1=3,6$ составляет 80% от восстановления давления $p/p_1=4,5$ соответствующее прямому скачку уплотнения при аналогичном числе Маха перед псевдоскачком.

Согласно исследованиям [55–58] причина, по которой давление продолжает увеличиваться от точки k до точки 2 на рисунке 7, можно объяснить следующим образом: как показано на рисунке 4а, поток за пределами пограничного слоя остается сверхзвуковым, проходя через систему скачков уплотнения, но в области ядра поток претерпевает последовательные изменения от сверхзвукового к дозвуковому в результате серии прямых скачков уплотнения. Следовательно, поток остается смешанным сверхзвуковым - дозвуковым после цепочки скачков, хотя прямые скачки перестают существовать в ядре потока. За цепочкой скачков, происходит перемешивание сильно неоднородного профиля, созданного за счет цепочки скачков уплотнения, вызывая повышение давления. Как только поток

достигает дозвуковых скоростей, трение приводит к ускорению потока. В какой-то момент снижение давления из-за адиабатически сжимаемого потока с трением становится больше, чем увеличение давления за счет перемешивания течений, тогда достигается максимальное давление, за которым следует постепенное снижение давления. Максимальная точка давления - это конец псевдоскачка.

Когда канал недостаточно длинный, область восстановления статического давления между точками k и 2 (рисунок 7) становится более короткой, а восстановление давления в этой области уменьшается. Пример такого случая показан на рисунке 8. Этот эксперимент был проведен Уолтрупом и Биллигом [26,27]. В этом эксперименте сжатый воздух подавался через профилированное осесимметричное сопло в цилиндрический канал постоянной площади, выход которого был либо полностью открыт, либо дросселировался дроссельной заслонкой.

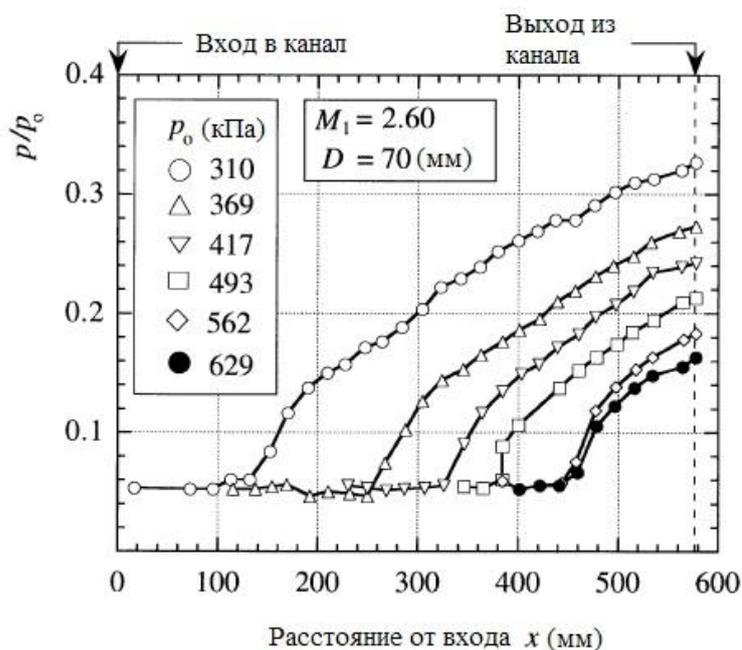


Рисунок 8. Распределение статического давления на стенке цилиндрического канала [26,27].

На рисунке 8 показаны распределения статического давления p на стенке, нормированные на давление в форкамере p_0 . Горизонтальная ось обозначает

расстояние x от входа в канал (выход из сопла), выход канала расположен на расстоянии $x = 578$ мм, как показано на рисунке. Очевидно, что повышение давления в каждом случае выполняется только за счет цепочки скачков уплотнения, и последующего повышения давления не возникает. Отличительной чертой этих результатов является сходство формы и наклона всех профилей. Это говорит о том, что структура скачков уплотнения для p_0 больше минимального значения $p_0 = 310$ кПа представляет собой лишь пропорциональную часть структуры цепочки скачков в минимальном случае.

На основе анализа своих экспериментальных результатов Уолтруп и Биллиг [26,53] разработали следующую эмпирическую зависимость между распределением давления в области скачков уплотнения и параметрами потока в канале:

$$\frac{x(M_1^2-1)Re_\theta^{1/4}}{D^{1/2}\theta^{1/2}} = 50\left(\frac{p}{p_1} - 1\right) + 170\left(\frac{p}{p_1} - 1\right)^2 \quad (1)$$

где x - расстояние ниже по потоку от начала повышения давления, M_1 - число Маха набегающего потока, θ - толщина потери импульса пограничного слоя для невозмущенного потока, D - диаметр, Re_θ - число Рейнольдса, основанное на толщине потери импульса пограничного слоя, а p/p_1 - отношение давления на стенке к статическому давлению в начале подъема давления.

1.3.2. Отношение статических давлений по длине псевдоскачка

Рассмотрим канал с постоянной площадью поперечного сечения достаточной длины (точка 2 на рисунке 5 и 7). В этом случае отношение статического давления вдоль псевдоскачка может быть определено отношением статического давления в точке 2 к отношению в точке 1, то есть p_2/p_1 . На рисунке 9 показано измеренное отношение статического давления на псевдоскачке $(p_2/p_1)_p$,

разделенное на теоретический коэффициент давления через прямой скачок уплотнения $(p_2/p_1)_n$ для того же числа Маха M_e непосредственно перед псевдоскачком. Также приведены длины каналов, которые были рассмотрены в указанных работах.

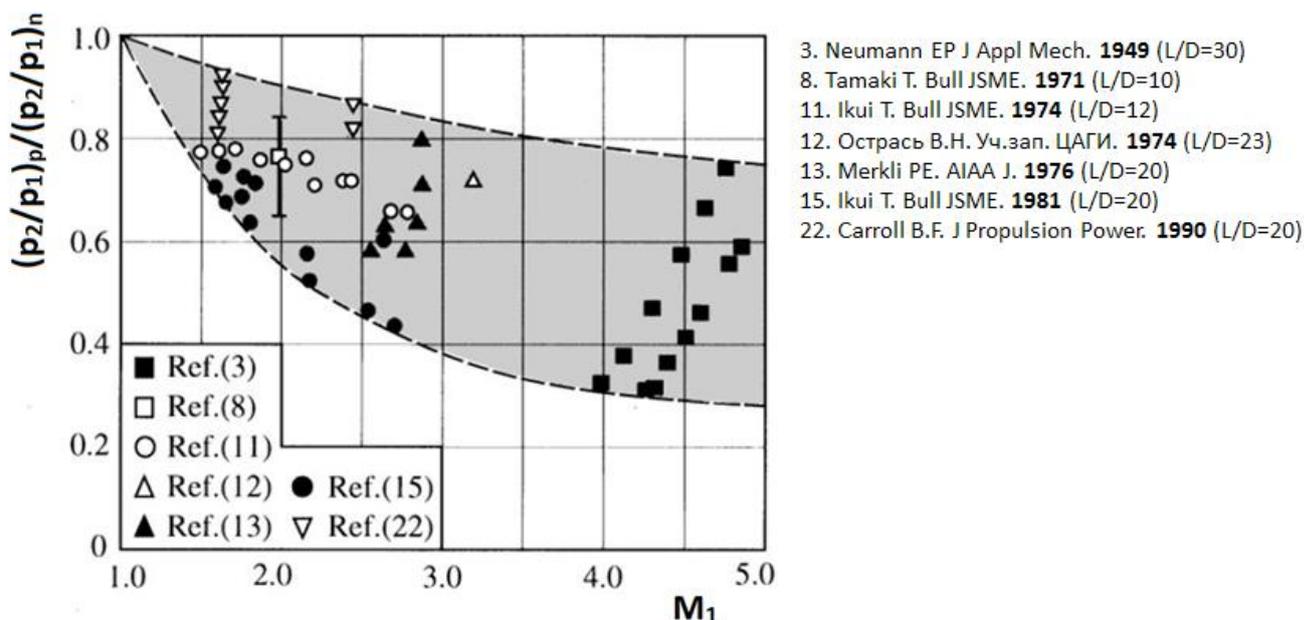


Рисунок 9. Отношение статических давлений через псевдоскачок и прямой скачок уплотнения в зависимости от Маха набегающего потока перед ударной волной [59].

На рисунке 9 видно, что отношение давлений на псевдоскачке ниже, чем в случае невязкого прямого скачка. Эта зависимость становится более заметной с увеличением числа Маха. Снижение уровня повышения статического давления по сравнению с прямым скачком может быть результатом существования пограничного слоя вверх по потоку, трения на стенке, турбулентных потерь при смешении, возникающих внутри псевдоскачка, и т.д.

Лучшая корреляция может быть получена при рассмотрении свойства потока, связанных с пограничным слоем, например, параметры внутреннего течения (сужение потока) или число Рейнольдса на основе толщины

пограничного слоя. Следует сказать, что влияние этих параметров на поток с псевдоскачком до сих пор изучено не полностью.

1.3.3. Протяженность псевдоскачка

Длина псевдоскачка может быть четко определена по длине области, в которой присутствует, серия скачков уплотнения при помощи оптических методов. Такой подход, может быть, применим к любому внутреннему потоку. С другой стороны, в случае длинного канала постоянного сечения длина псевдоскачка может определяться как расстояние от точки 1 до точки 2 на рисунке 5 и 7, то есть расстояние от начала повышения давления до точки, где давление является максимальным. Такой подход недопустим для потоков в различных устройствах, таких как сверхзвуковые диффузоры, эжекторы и т.п., поскольку проточный тракт в таких устройствах переменной геометрии, и, следовательно, из-за преобладающего градиента давления конец псевдоскачка не может быть определен. С точки зрения экспериментальных методик, определять длину псевдоскачка по восстановлению давления является более простым методом.

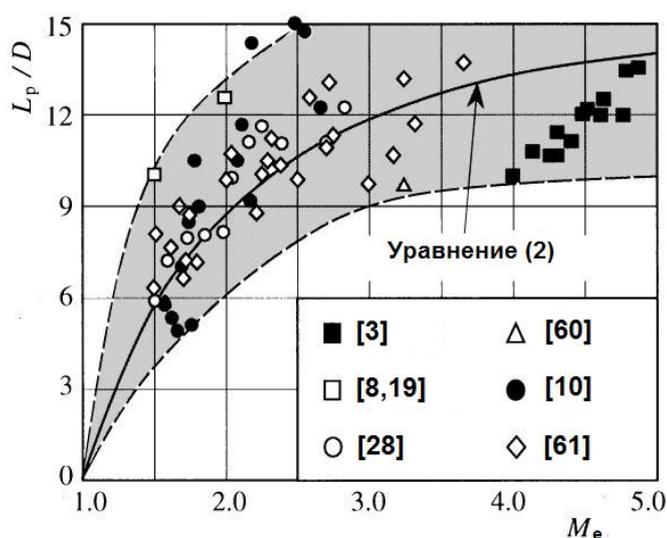


Рисунок 10. Безразмерная длина псевдоскачка в зависимости от числа Маха перед ним [59].

Далее рассмотрим длину псевдоскачка L_p , в канале с постоянной площадью поперечного сечения. На рисунке 10 показана зависимость между длиной псевдоскачка, отнесенной к диаметру канала L_p/D , и числом Маха свободного потока M_e перед скачком. Экспериментальные данные были взяты из экспериментов в прямоугольных и круглых каналах. Сплошная линия представляет значения, рассчитанные по «диффузионной модели» [28] для псевдоскачков. В соответствии с этой моделью течения, длина определяется следующим образом:

$$\frac{L_p}{D} = \frac{2}{c} \sinh^{-1} \left(\frac{w_1 - w_2}{2w^*} \right) \quad (2)$$

где w_1 , w_2 и w^* - числа Крокко (отношение скорости потока к теоретически максимально возможной скорости) в начальном и последнем сечениях псевдоскачка, c - эмпирическая постоянная ($c=0,114$). Как и на рисунке 9, данные на рисунке 10 имеют сильный разброс, вероятно, в основном из-за различных эффектов, вызванных пограничными слоями во внутренних течениях. Чтобы уменьшить это рассеяние, должно учитываться влияние свойств потока, связанных с пристеночным пограничным слоем по длине псевдоскачка.

Экспериментальные данные имеют качественное согласование с кривой по формуле (2), то есть длина псевдоскачка увеличивается с повышением числа Маха, но вполне вероятно, что оно приблизится к почти постоянному значению при дальнейшем увеличении числа Маха. Следует отметить, что для чисел Маха перед псевдоскачком, превышающих $M_e=2$, длина псевдоскачка превышает в 6-15 раз эквивалентный диаметр канала. Если мы применим уравнение (1) для распределения давления в псевдоскачке и заменим давление p статическим давлением p_2 в конце псевдоскачка, то x в уравнении (1) представляет конечную точку повышения давления, то есть длину псевдоскачка L_p . Эмпирическая корреляция показывает, что для данного p_2/p_1 L_p изменяется обратно

пропорционально $(M_1^2 - 1)Re_\theta^{1/4}$ и непосредственно с $D^{1/2}\theta^{1/2}$. Это соотношение показывает, что длина псевдоскачка сильно зависит от функции числа М и слабо зависит от Re_θ и D .

В работе [57] была получена аналогичная зависимость безразмерной длины псевдоскачка от числа Маха перед ним (рисунок 11).

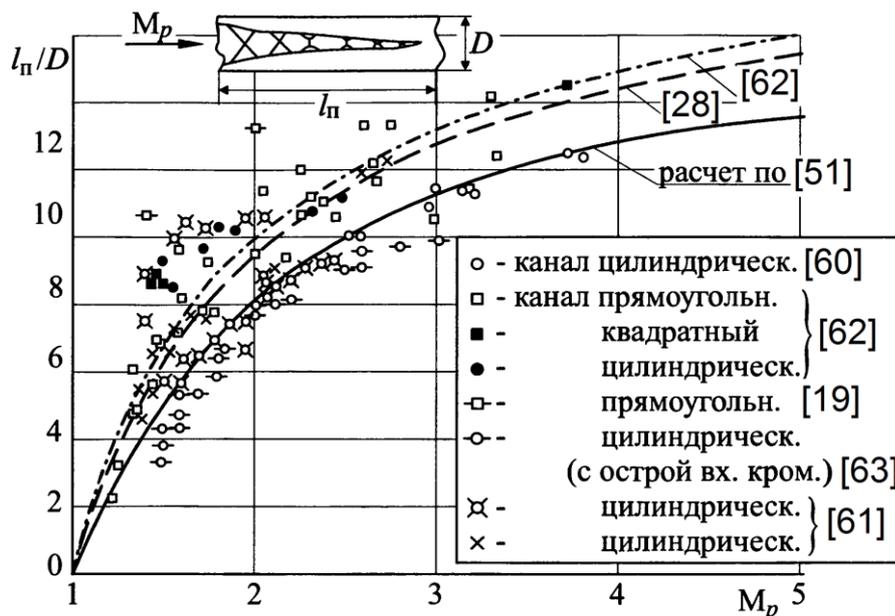


Рисунок 11. Безразмерная длина псевдоскачка по отношению к числу Маха перед ним [57].

На основании представленных результатов введем понятия длинного и короткого канала, в котором происходит торможение сверхзвукового потока с образованием псевдоскачка. Как было показано на рисунке 10 и 11 длина псевдоскачка составляет от 6 до 12 диаметров канала. Коротким каналом в данной работе будем называть каналы, длина которых сопоставима с длиной псевдоскачка и не превышает его длину более чем в 2-3 раза, т.е. $L/D \approx 30$. Если длина канала превышает длину псевдоскачка в 3 и более раз, то будем называть канал длинным ($L/D > 30$).

1.4. Псевдоскачок в аэродинамических устройствах

Ранее были описаны результаты экспериментальных и аналитических исследований цепочки скачков уплотнения и псевдоскачка в каналах постоянного сечения. Эти явления встречаются во внутренних течениях в каналах постоянного сечения, где прямой скачок предположительно должен быть устойчивым и взаимодействовать с пограничными слоями стенки. Например, в сверхзвуковых диффузорах аэродинамических труб, сверхзвуковых газовых эжекторах и т.п. Далее рассмотрим явления псевдоскачка в таких устройствах, где площадь поперечного сечения может меняться вдоль направления потока. Изменение площади поперечного сечения не будет влиять на прямой скачок уплотнения из-за его чрезвычайно малой толщины. С другой стороны, изменение площади существенно влияет на структуру псевдоскачка, поскольку он имеет значительную длину. Например, определить длину псевдоскачка в расширяющемся канале достаточно сложно [34].

1.4.1. Диффузоры сверхзвуковых аэродинамических труб

Диффузор сверхзвуковой аэродинамической трубы тормозит сверхзвуковой поток в рабочей части до малых дозвуковых скоростей. Характеристики аэродинамической трубы обеспечиваются общим перепадом давления в форкамере p_{0p} к давлению p_{0e} на выходе из диффузора, где статическое давление может быть равным полному давлению из-за низкой дозвуковой скорости. Более низкий перепад давления желателен для экономичной эксплуатации аэродинамической трубы. По этой причине, как показано на рисунке 12, используется сверхзвуковой диффузор с сужением. Критическое сечение диффузора, которое также называют «второй критикой», должно быть больше критического сечения сопла.

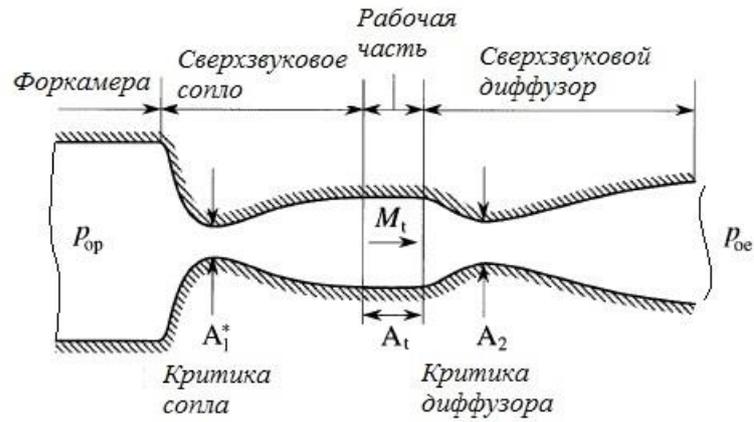


Рисунок 12. Схема сверхзвуковой аэродинамической трубы.

Простая одномерная теория, включающая прямой скачок и отсутствие пограничного слоя, приведена в различных учебниках по газовой динамике, [1,2]. В соответствии с этой невязкой теорией площадь второго критического сечения A_2 должна быть достаточно большой, чтобы пропустить массовый расход при прямом скачке уплотнения в рабочей части. Минимально допустимая площадь критического сечения диффузора A_{2min} и минимальный перепад давления, необходимые для запуска аэродинамической трубы, $(p_{ор} / p_{ое})_{min}$, определяются следующими уравнениями, соответственно:

$$\frac{A_{2min}}{A_t} = \frac{A_{2min} A_1^*}{A_1^* A_t} = \frac{p_{ор} A_1^*}{p_{ое} A_t} = \left[\frac{(\gamma-1)M_t^2 + 2}{(\gamma+1)M_t^2} \right]^{1/2} \left[\frac{2\gamma M_t^2 - (\gamma-1)}{(\gamma+1)M_t^2} \right]^{\frac{1}{(\gamma-1)}} \quad (3)$$

$$\left(\frac{p_{ор}}{p_{ое}} \right)_{min} = \left[\frac{(\gamma-1)M_t^2 + 2}{(\gamma+1)M_t^2} \right]^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}} \left[\frac{2\gamma M_t^2 - (\gamma-1)}{(\gamma+1)} \right]^{\frac{1}{(\gamma-1)}} \quad (4)$$

где: A_t и M_t площадь поперечного сечения и число Маха в рабочей части соответственно, и A_1^* площадь критического сечение сопла.

Когда перепад давления постепенно увеличивается и достигает значения по уравнению (4), прямой скачок уплотнения располагается в рабочей части, и как

только перепад давления незначительно превышает это значение, скачок проходит через критическое сечение диффузора и занимает положение, где площадь сечения равна площади рабочей части. Таким образом, труба запущена. Для площади второго критического сечения большей, чем A_{2min} , требуется минимальный общий перепад давления для запуска, независящий от площади второго критического сечения, как видно из уравнения (4). Однако показано [60,61], что он зависит не только от числа Маха M_t , но и от отношения площадей A_2/A_1^* .

Числа Маха в рабочей части [1,62,63] с минимально допустимой площадью второго критического сечения A_{2min} показаны на рисунке 13, совместно с расчетами по формуле (3). Хорошо видно, что для низких чисел Маха согласование между теорией и экспериментом довольно хорошее, но для более высоких чисел Маха экспериментальные данные меньше теоретических значений, и разница увеличивается с ростом числа Маха.

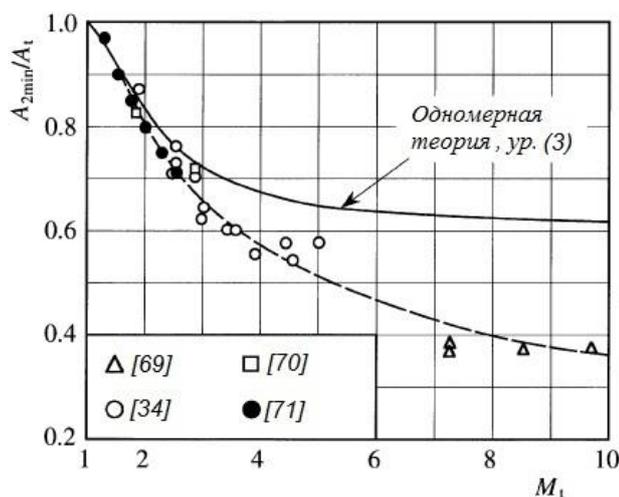


Рисунок 13. Относительная площадь критического сечения диффузора в зависимости от числа Маха.

Расхождение теоретических значений и экспериментальных данных можно объяснить следующим образом. Так как в теории замедление сверхзвукового потока происходит на одном прямом скачке уплотнения, то соотношение p_{0p}/p_{0e} по формуле (4) показывает отношение полного давления перед скачком, который

располагается в рабочей части, к полному давлению во втором критическом сечении и поэтому это соотношение в теории представляется, как отношение полных давлений на прямом скачке при числе Маха M_t . В действительности торможение потока происходит через псевдоскачок определенной длины. Далее потери полного давления между рабочей частью и вторым критическим сечением, которые определяются как p_{0p}/p_{0e} в уравнении (4), зависят не только от числа Маха M_t , но и от корреляции между длиной псевдоскачка и длиной от рабочей части до критического сечения диффузора. Последняя обычно короче. В таких случаях отношения p_{0p}/p_{0e} и значение $\frac{A_{2min}}{A_t}$ в формуле (3) меньше, чем прогнозируемые на прямом скачке.

Проблема запуска сверхзвуковой аэродинамической трубы зависит от геометрии критического сечения сверхзвукового диффузора. Следует добавить, что восстановление давления в сверхзвуковых диффузорах вплоть до Маха равного 26 рассматривается в работе [64]. Улучшение характеристик сверхзвуковой аэродинамической трубы достигается за счет уменьшения начальной и рабочей степени повышения давления. Поэтому явление псевдоскачка следует понимать более четко для лучшего проектирования аэродинамических труб.

1.4.2. Сверхзвуковые воздухозаборники

В процессе сверхзвукового режима полета воздушно-реактивным двигателям необходим воздухозаборник, который снижает скорость сверхзвукового потока до дозвуковой и обеспечивает максимальное восстановление давления, при минимальных потерях давления торможения. В ситуации запущенного воздухозаборника общий процесс сжатия в диффузоре осуществляется в три этапа: сверхзвуковое сжатие (торможение потока и восстановление статического давления) на волнах сжатия и косых скачках

уплотнения, торможение на прямом скачке уплотнения от сверхзвуковой до дозвуковой скорости и последующее дозвуковое сжатие. Упомянутый выше «прямой скачок уплотнения» в диффузоре сверхзвукового воздухозаборника обычно называется «закрывающий скачок».

Эффективность и устойчивость работы сверхзвукового воздухозаборника сильно зависит от структуры закрывающего скачка уплотнения и его расположения [65]. В самом простом виде закрывающий скачок представляет собой прямой скачок [66]. Однако такая простая картина редко встречается в реальности. На поверхности воздухозаборника происходит взаимодействие пограничного слоя со скачком уплотнения, в результате чего образовывается псевдоскачок, который имеет значительную длину и процесс перехода от сверхзвукового течения к дозвуковой скорости происходит при более высоком числе Маха [67,68]. Многие экспериментальные [69–72] и вычислительные [73,74] исследования были опубликованы по тематике закрывающего скачка уплотнения. Типичные модели закрывающего скачка, представленные Sajben и др. [71] показаны на рисунке 14, где M_∞ и M_1 представляют число Маха в свободном потоке и число Маха непосредственно перед скачком.

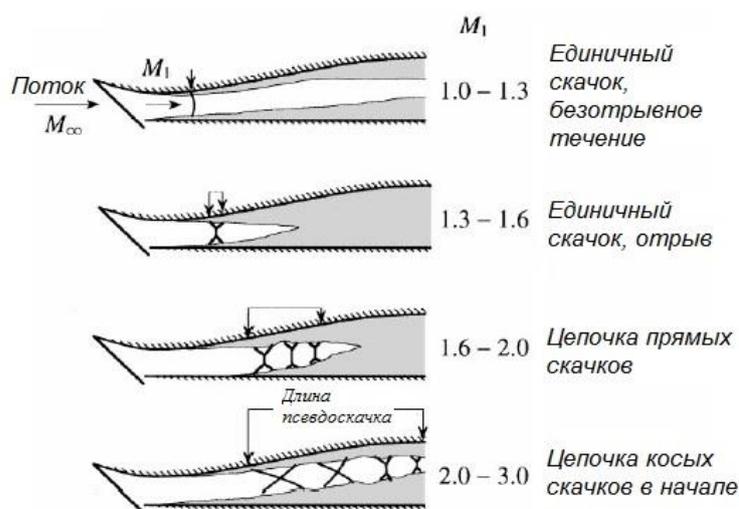


Рисунок 14. Типичные модели закрывающего скачка [71].

Рассмотренный диапазон M_∞ составляет от 2,5 до 6, и предполагается, что M_1 изменяется от 1 до 3. Для M_1 , меньше чем 1,3, структура представляет собой прямой скачок, имеющий некоторую кривизну возле стенок. Выше этого значения происходит разделение, вызванное скачком, и дальнейшее развитие бифуркации. Для M_1 выше 1,6 появляется прямой скачок или цепочка скачков. Приведенная выше классификация очень похожа на картину, приведённую для канала постоянного сечения на рисунке 1.

В работе Махоуни [75] показано влияние длины псевдоскачка на восстановление полного давления в сверхзвуковом воздухозаборнике. Как показано на рисунке 15а, число Маха набегающего потока M_∞ уменьшается до числа Маха M_1 через сверхзвуковую область восстановления статического давления, а затем переход от сверхзвукового к дозвуковому потоку происходит через «прямой скачок уплотнения», который находится в критическом сечении или горле, при расчетных условиях. Прямой скачок уплотнения взаимодействует с пограничным слоем вдоль стенок, образуя псевдоскачок. Результатом является существенное снижение восстановления полного давления и сильно искаженный профиль потока, который может снизить эффективность устройства.

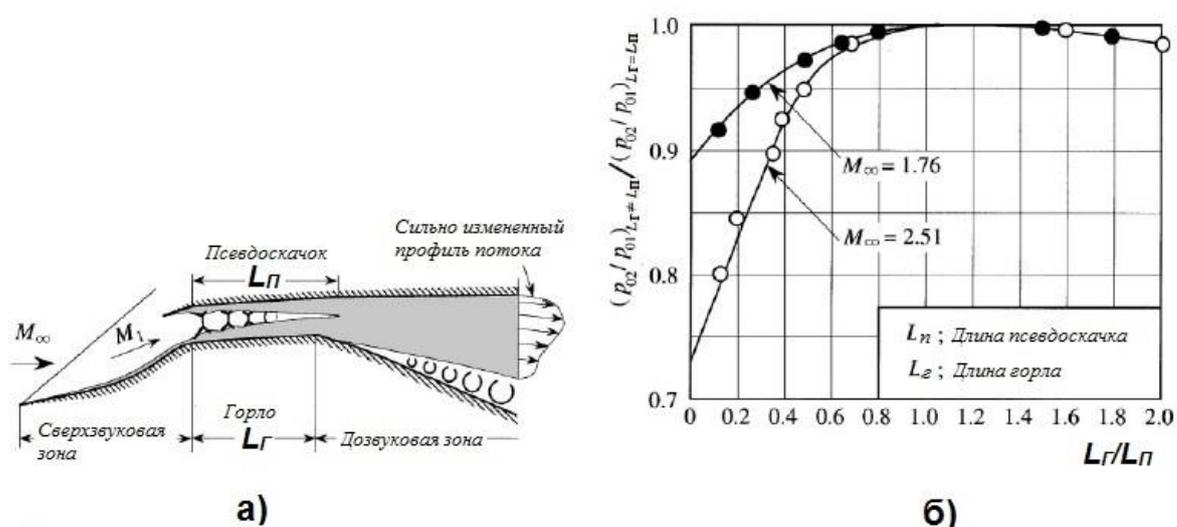


Рисунок 15. Соотношение между длиной горла и восстановлением полного давления в диффузоре сверхзвукового воздухозаборника [75].

Условные обозначения: а) схема псевдоскачка; б) влияние длины горла на восстановление полного давления на входе.

Решение проблемы снижения эффективности состоит в том, что длина зоны критического сечения должна увеличиться, чтобы вместить весь псевдоскачок. Эффект изменения длины горла L_2 относительно длины псевдоскачка L_n показан на рисунке 15б. Если L_2 равно L_n , то восстановление полного давления p_{02}/p_{01} в процессе сжатия является максимально достижимым при данной конфигурации воздухозаборника. Если L_2 больше, чем L_n возникают дополнительные вязкие потери, но общее восстановление полного давления уменьшается только постепенно с увеличением длины горла. Если L_2 короче L_n , восстановление полного давления уменьшается с уменьшением длины горла, и потери при более высоком числе Маха $M_\infty=2,51$ намного больше, чем при более низком числе Маха $M_\infty=1,76$. Из упомянутых выше результатов, можно сделать вывод, что при любом расчетном числе Маха восстановление полного давления в сверхзвуковом воздухозаборнике чувствительно к конструкции горла. Для длины горла, равной длине псевдоскачка или немного превышающей ее, восстановление полного давления является максимально достижимым. Чтобы использовать горло соответствующей длины в любом воздухозаборнике, проектировщик должен знать длину псевдоскачка и параметры, которые контролируют длину псевдоскачка.

1.4.3. Изоляторы воздухозаборников

Одной из важных проблем проектирования воздушно-реактивных двигателей летательных аппаратов (ЛА) является взаимодействия воздухозаборника и камеры сгорания. На рисунке 16 показано схематическое изображение течения в высокоскоростном двигателе ЛА.

Факторы вызывающие проблемы взаимодействия воздухозаборника и камеры сгорания определяются, как правило, процессами или их комбинацией – избыточным тепловыделением в камере сгорания и отрицательным градиентом давления, вызывающим отрывы пограничного слоя. Как известно, отрыв пограничного слоя может смещаться вверх по потоку от камеры сгорания, тем самым нарушать течение в воздухозаборнике [76–80].

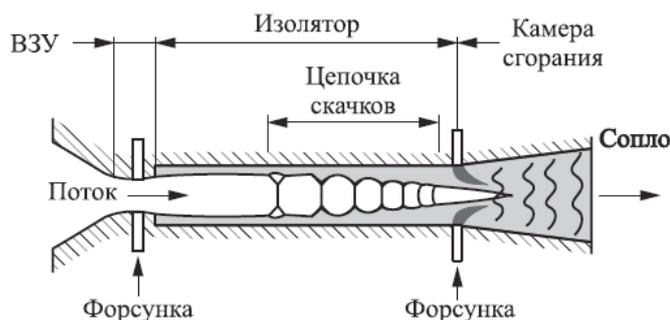


Рисунок 16. Имитация воздушно-реактивного двигателя ЛА.

Как указывалось выше, при наличии трения сверхзвуковое течение в канале постоянного сечения тормозится и плавное торможение до дозвуковой скорости невозможно, следовательно, в определенном сечении канала образуется скачок уплотнения, за которым установится ускоренное дозвуковое течение. Стабилизация этого скачка и изоляция его от воздухозаборника необходима, чтобы избежать незапуска воздухозаборника и значительной потери эффективности. Для этого между воздухозаборником и камерой сгорания часто размещается либо слабо расширяющийся ($1-3^0$) канал, либо канал постоянного сечения. Этот канал называется изолятором, и его основной функцией является предотвращение незапуска воздухозаборника от повышения статического давления на выходе из-за работы камеры сгорания [66,67].

В случае, когда поток через двигатель полностью сверхзвуковой, может показаться, что нет необходимости в изолирующем канале. Однако, степень увеличения площади в камере сгорания зачастую оказывается недостаточной для снятия теплового запирающего от подвода тепла [81] в сверхзвуковой поток, и возникает отрицательный градиент давления [82–84].

Скачок уплотнения в изоляторе, взаимодействуя с пограничными слоями стенки, образует псевдоскачок, если канал достаточно длинный, но как показано на рисунке 11, псевдоскачок имеет значительную длину и применение в качестве изоляторов длинных каналов остается спорным вопросом. Тем не менее, повышение давления, достигаемое через цепочку скачков уплотнения меньше, чем при прямом скачке (рисунок 9).

Цепочка скачков уплотнения в изоляторе была исследована экспериментально [85–87] и численно [67,68,88,89] многими исследователями.

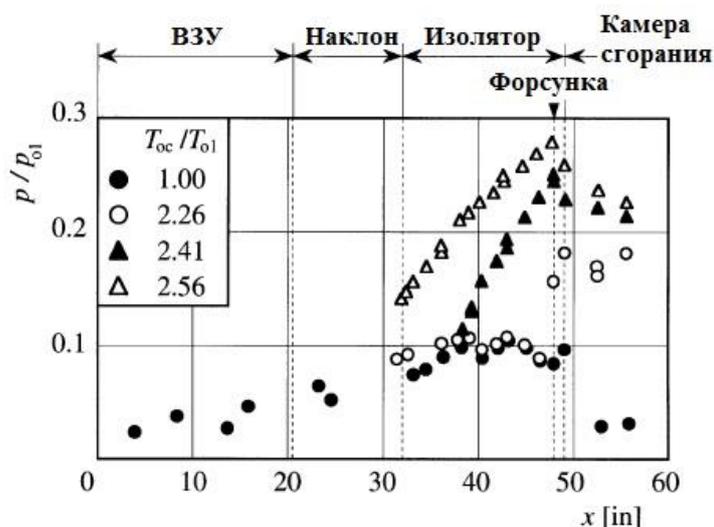


Рисунок 17. Распределение статического давления на стенке канала для различных соотношений температур [87].

Один из результатов представлен на рисунке 17. Здесь показано распределение статического давления на поверхности стенки типовой модели высокоскоростного воздухозаборника в эксперименте Vement и др [87]. Эта модель состоит из воздухозаборника, изолятора и камеры сгорания. В эксперименте поток с числом Маха $M=3,4$ поступал в воздухозаборник, который спроектирован на торможение потока до числа Маха $M=2,6$. Дополнительное внутреннее сжатие обеспечивалось сужающимися боковыми стенками. Фактическое число Маха на входе в изолятор было $M=1,94$. Изолятор представлял собой канал постоянного поперечного сечения $4 \times 4,12$ дюйма и длиной $L=17,24$

дюйма. На задней кромке изолятора было ступенчатое увеличение площади (1,5:1) к камере сгорания. Топливные форсунки были расположены на расстоянии 1,44 дюйма выше по потоку от задней кромки изолятора.

На рисунке 17 показано отношение локального статического давления p к полному давлению p_{01} по длине канала от передней кромки воздухозаборника. Параметр T_{0c} / T_{01} - это отношение температур торможения на выходе из камеры сгорания и на входе в изолятор. Различия в распределении давления вызваны созданием противодавления в камере сгорания. При увеличении T_{0c} / T_{01} псевдоскачок движется вверх по течению из-за повышения противодавления, вызванного увеличением тепловыделения. Для случая $T_{0c} / T_{01} = 2,56$ начало псевдоскачка считается расположенным почти у входа в изолятор.

Распределение давления на рисунке 17 очень похоже на распределения на рисунке 8. Vement и др. [87] сравнили измеренные ими характеристики повышения статического давления, включая данные на рисунке 17, с распределениями давления, полученными по уравнению (1). Они пришли к выводу, что между ними существует очень хорошее согласование. Согласно работе [85] вместо уравнения (1), в 1993 году Биллиг предложил следующую корреляцию для прямоугольных каналов:

$$\frac{x(M_1^2 - 1)Re_\theta^{1/5}}{H^{1/2}\theta^{1/2}} = 50 \left(\frac{p}{p_1} - 1 \right) + 170 \left(\frac{p}{p_1} - 1 \right)^2 \quad (5)$$

где: H – высота канала, остальные обозначения такие же, как и в уравнении 1.

Как указано в работе Третьякова [40], применение уравнения (1) может быть использовано для нахождения длины, на которой происходит рост давления на стенке. Могут ли уравнения (1) и (5) быть использованы для слабо расширяющихся каналов пока не известно. Однако, проектирование высокоскоростных двигателей ЛА остается одним из ключевых направлений высокоскоростной аэродинамики и экспериментальные и расчетные методы исследования изоляторов также остаются востребованным направлением.

Выводы по Главе 1

Торможение сверхзвукового потока до дозвуковой скорости через псевдоскачок - сложный трехмерный процесс, распространяющийся на большое расстояние вдоль направления потока. На него влияют число Маха, толщина пограничного слоя и распределение скорости внутри слоя, интенсивность турбулентности потока, геометрия канала потока, включая его соотношение размеров, условия потока вверх и вниз по потоку, в частности, общий коэффициент потерь давления и т. д. Процесс торможения сильно влияет на производительность и эффективность проточных устройств. Это почти всегда влечет за собой увеличение потерь полного давления, следовательно, ухудшение характеристик проточных устройств, а иногда и неустойчивость самого течения. С научной и практической точки зрения возможность прогнозирования и управления структурой ударных волн, образующихся в результате торможения потока, обеспечивает повышение эффективности проектирования и упрощение проведения исследований. Однако текущее понимание механизма и характеристик псевдоскачка в широком диапазоне параметров потока и геометрии канала остается недостаточным. Для полного понимания феномена псевдоскачка крайне необходимо тщательное исследование.

Проведённый анализ литературы показал, что основные работы по изучению псевдоскачка направлены на исследование псевдоскачка, который размещается в коротких каналах до 30 калибров (рисунок 9), сравнимых с длиной самого псевдоскачка (рисунок 10,11) и не рассматривается его образование в длинных каналах, которые существенно превышают длину псевдоскачка. Реализация псевдоскачка в коротких каналах достигалась путем увеличения давления на выходе.

Особый интерес заключается в получении распределений параметров сверхзвукового потока в длинных каналах при наличии псевдоскачка, а также

влияния начальных параметров потока, противодавления и геометрических параметров канала на процесс торможения.

Глава 2. Экспериментальное исследование сверхзвукового потока с образованием псевдоскачка в каналах

Данные экспериментальные исследования были направлены на реализацию сверхзвукового течения в канале с образованием псевдоскачка. Как описывалось в главе 1, большинство исследований в данной области сосредоточено на каналах длиной $L/D \leq 30$. Реализация потока с образованием псевдоскачка достигалась путем дросселирования канала на выходе. Интерес в данном разделе представляет исследования процесса торможения сверхзвукового потока с образованием псевдоскачка в длинном канале без дросселирования выходного сечения. Отдельные результаты данной главы были опубликованы автором в статье [90].

2.1. Экспериментальная установка

Для проведения исследования было необходимо, чтобы экспериментальная установка позволяла проводить исследования в каналах различной длины при различных числах Маха и Рейнольдса.

Была разработана и создана экспериментальная установка, схема которой показана на рисунке 18 и 19а.

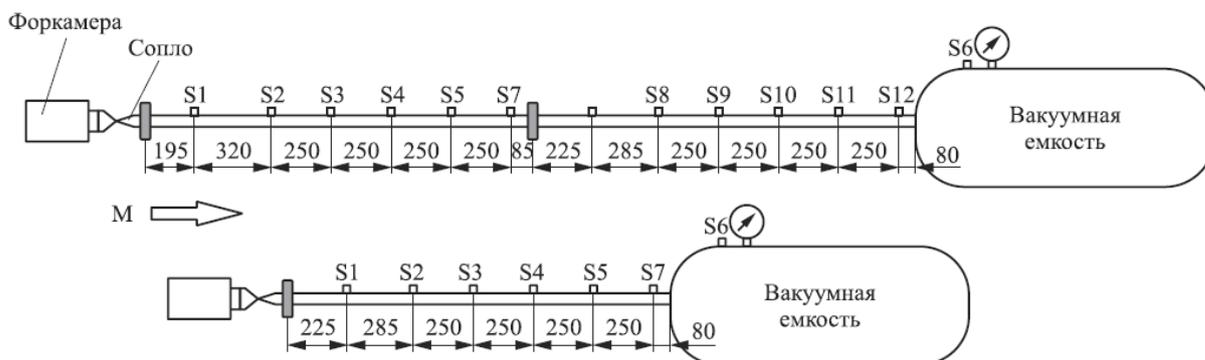


Рисунок 18. Схема экспериментальной установки.

В качестве исследуемых каналов использовалась хонингованная труба с внутренним диаметром 50 мм и шероховатостью $Ra=0,10 \div 0,04$. Изменение длины

реализовывалось за счет использования секционных каналов. Длина одной секции составляла 32 калибра ($L/D=32$). Исследования можно было проводить как на коротких ($L/D=32$), так и на длинных каналах ($L/D=64$).

Для формирования начального потока с заданной скоростью, использовались профилированные сопла с числами Маха $M=2, 3, 4, 5$ и коническое сопло $M=4$. Диаметр на срезе сопел во всех случаях составлял 50 мм. Для определения действительных чисел Маха используемых сопел были проведены измерения профилей давления гребенкой приемников Пито на срезе сопла (рисунок 19б). В результате были получены действительные значения чисел Маха на срезе $M_0 = 1.87, 3.0, 3.76$ и 4.54 для профилированных сопел и $M_0=3.95$ для конического сопла соответственно.

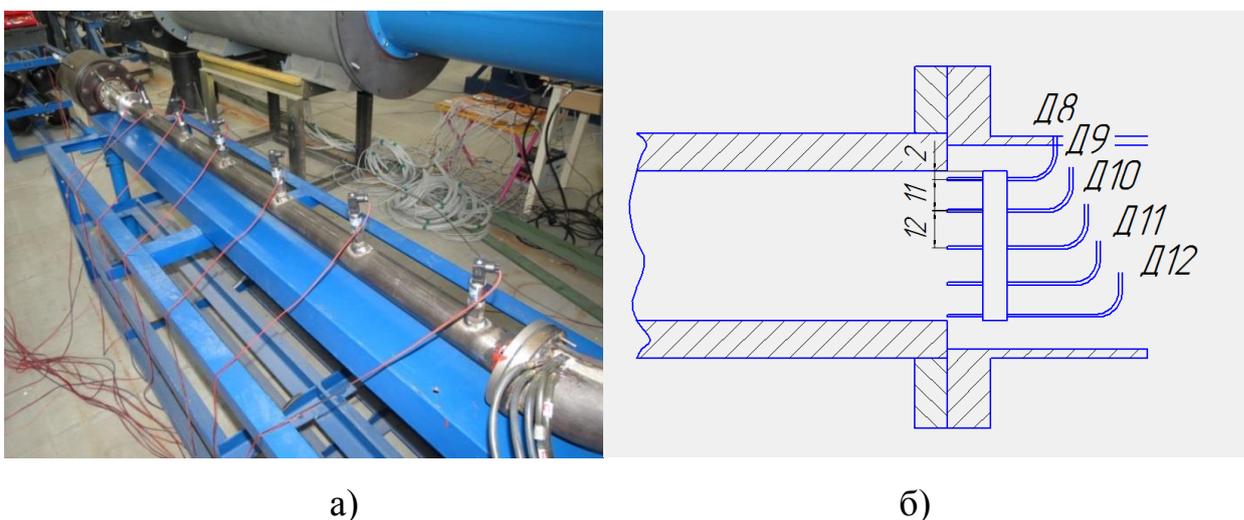


Рисунок 19. Экспериментальная установка.

В начальном сечении канал соединялся с профилированным сверхзвуковым соплом необходимого номинала (рисунок 18, 19). Для обеспечения потока с различными числами Рейнольдса сверхзвуковое сопло было соединено с форкамерой объемом 10 дм^3 , в которую при заданном давлении подавался сжатый воздух. Использование форкамеры обеспечивало различное давление торможения потока на входе в сверхзвуковое сопло (в диапазоне от 0,1 до 0,5 МПа). Числа Рейнольдса по диаметру канала (Re_D) были реализованы в диапазоне от $Re_D = 1,48 \cdot 10^5$ до $Re_D = 1,85 \cdot 10^6$. Во всех экспериментальных исследованиях

температура торможения была равна $T_0 = 290$ К. В выходном сечении канала была установлена гребенка приемников Пито для измерения скорости и полного давления в потоке на выходе и длина пневмотрассы приемников Пито составляла 15 см. В ряде экспериментов форкамера была соединена с атмосферой, тогда, соответственно, давление торможения равнялось атмосферному давлению ($P_0 = 0,1$ МПа). Выходной конец канала соединялся с вакуумной емкостью с объемом 6 м^3 , в которой создавалось необходимое начальное давление (до 100 Па). По ходу эксперимента давление в вакуумной емкости плавно увеличивалось, что позволяло исследовать режимы течения при различных противодавлениях на выходе. Также регистрировались давление торможения в форкамере и давление в вакуумной емкости.

По длине исследуемого канала были установлены приемники давления для регистрации статического давления в процессе исследования течения. Схема расположения датчиков показана на рисунке 18. В качестве приемников давления использовались датчики РПД-ИВ номиналом 1,6 МПа (рисунок 20) классом точности 0,5, предназначенные для измерения и непрерывного преобразования вакуумметрического и избыточного давлений в унифицированный аналоговый выходной сигнал постоянного тока или напряжения [91].

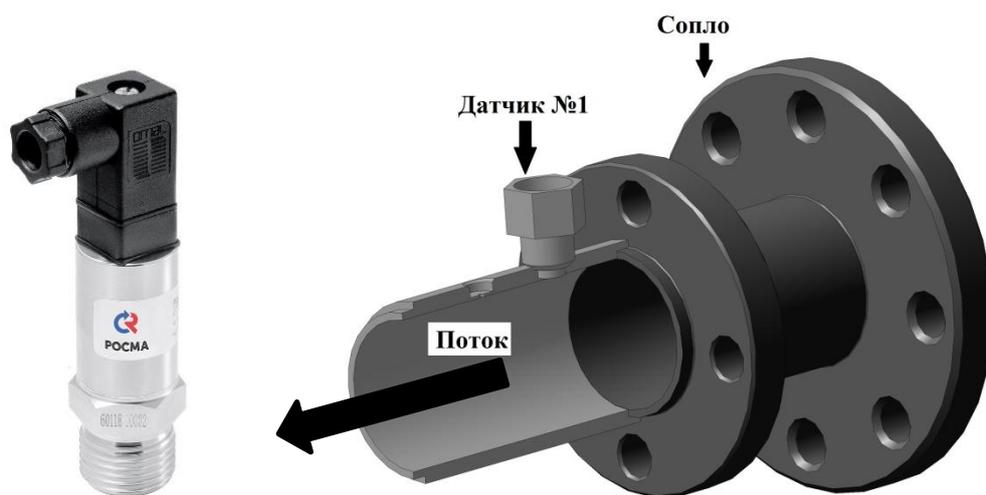


Рисунок 20. Применяемые датчики давления и схема их установки в канал.

Все датчики были подключены к системе регистрации ЛА-20USB, позволяющей регистрировать сигнал с частотой дискретизации до 16 кГц. В проводимых экспериментах частота регистрации составляла 2 кГц.

Тарировка датчиков давления на избыточное давление производилась с использованием калибратора ИКСУ-260L. Для проведения тарировки в условия разрежения использовались АЦП ЛА-20USB и эталонный вакуумметр «Мерадат вт14ст2». Для примера на рисунке 21 приведена калибровочная зависимость для одного из датчиков.

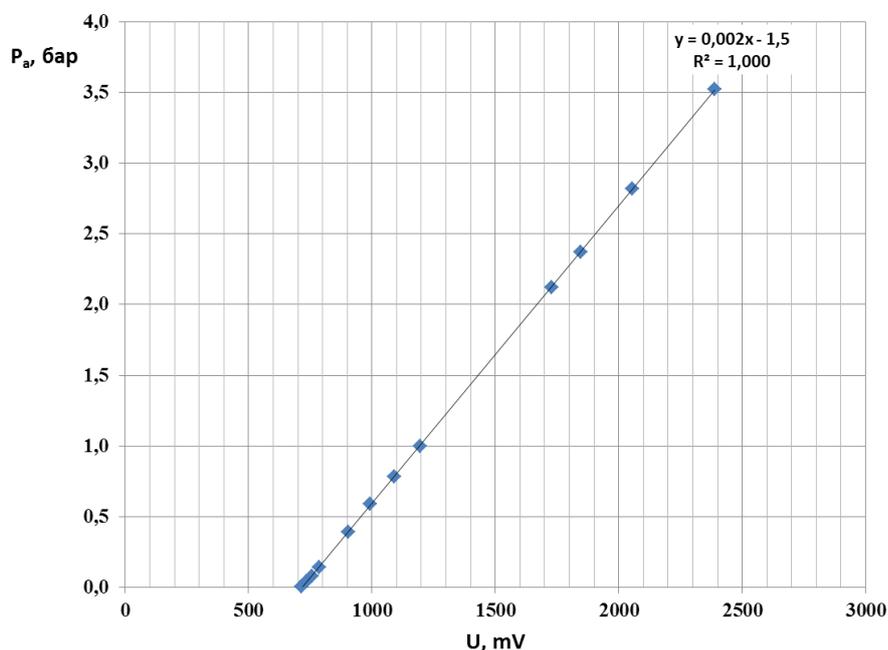


Рисунок 21. Калибровочная зависимость.

Перед началом эксперимента в вакуумной емкости и в присоединенном канале создавалось необходимое начальное давление. Затем включалась система регистрации, после чего (примерно через 2 с) открывался шаровый затвор и начиналась подача сжатого воздуха в форкамеру или втекание газа из атмосферы. Одновременно начиналось истечение газа через сопло, и происходила реализация квазистационарного режима течения в исследуемом канале.

На рисунке 22 показаны типичные записи давлений по времени в одном из экспериментов, для канала длиной 64 калибров. Втекание происходило из атмосферы с коническим соплом с числом Маха $M_{\text{вх}}=3,95$, угол конуса $4,5^\circ$.

Отмеченная (S6) линия показывает изменение давления в вакуумной емкости. Остальные кривые показывают записи датчиков статического давления, расположенных по длине канала. Все датчики статического давления выходят на свои стационарные уровни давления в течение примерно 100 мс после включения быстродействующего затвора и сохраняют эти значения в период от 8 до 13 с при непрерывном повышении давления в вакуумной емкости и, соответственно, давления на выходе из канала. Примерно через 8 с после начала течения показания датчиков начинают меняться пропорционально повышению давления в вакуумной емкости, что обозначает передачу возмущений по дозвуковому потоку от вакуумной емкости до рассматриваемого датчика. Видна плавная последовательность смены показаний датчиков по мере роста давления на выходе из канала. Датчик 1, расположенный практически на входе в канал, в течение 13 с показывает давление $P=0,016$ бар, что соответствует стационарному сверхзвуковому течению на входе с числом $M=3,95$ и меняет свои показания последним по времени. После этого поток в рассматриваемом канале становится полностью дозвуковым.

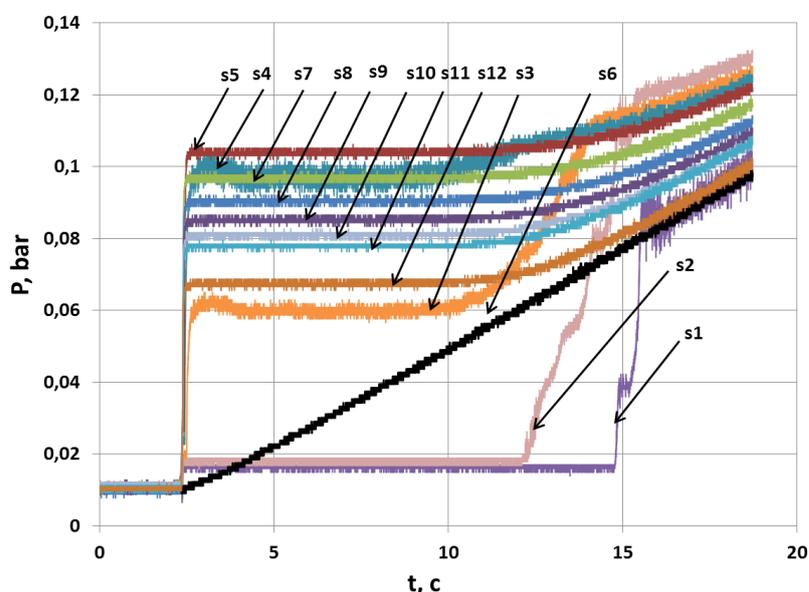


Рисунок 22. Типичные результаты измерений.

Абсолютная погрешность измерения давления определялась по формуле:

$$\Delta = \bar{X} - X_i, \quad (6)$$

где: \bar{X} – среднее значение измерения за выбранный период времени, X_i – результат измерения эталонным датчиком.

В качестве периода времени был выбран отрезок в 20 отсчетов измерений, что составляет 10 мс. По результатам тарировки абсолютная погрешность для нижнего предела измерений (1000 Па) $\Delta_{\text{ниж}} = 9,8$ Па, для верхнего (1МПа) - $\Delta_{\text{в}} = 514$ Па

Относительная погрешность определялась по формуле в процентах:

$$\delta = \frac{\Delta}{\bar{X}} \cdot 100 \quad (7)$$

По результатам расчета относительная погрешность для нижнего предела измерений (1000 Па) составила - $\delta_{\text{ниж}} = 1\%$, для верхнего предела измерений - $\delta_{\text{в}} = 0,5\%$.

2.2. Результаты исследования торможения сверхзвукового течения в коротком канале

По результатам проведенных экспериментов были построены распределения статического давления вдоль канала, позволяющие определить местоположение псевдоскачка и показать распределение статического давления (P) вдоль тракта. Результаты, полученные для короткого канала (L/D=32) представлены на рисунке 23. Каждая пронумерованная кривая соответствует распределению статического давления вдоль канала в определенный момент времени.

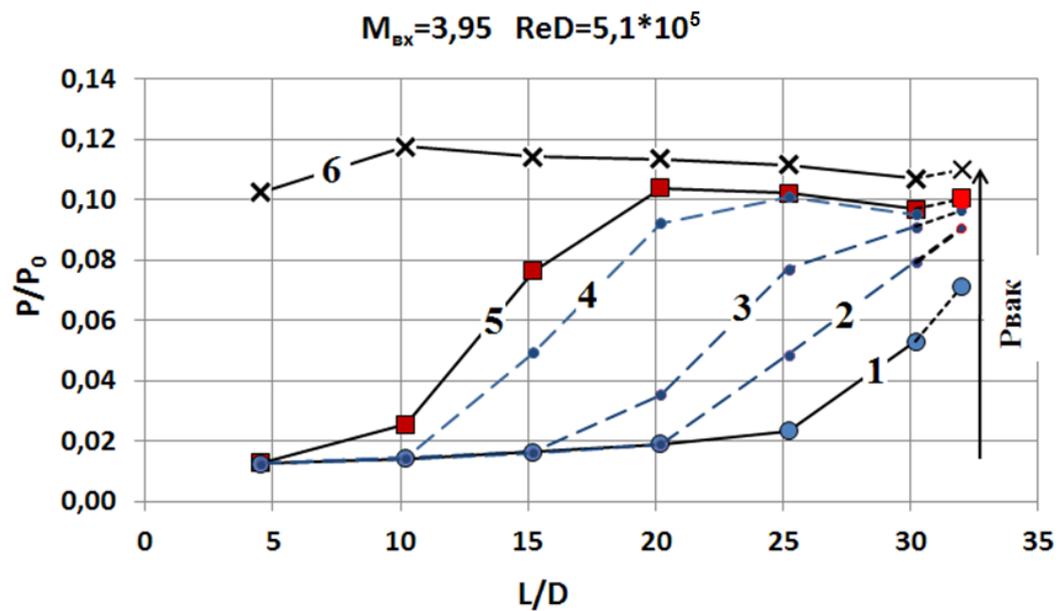
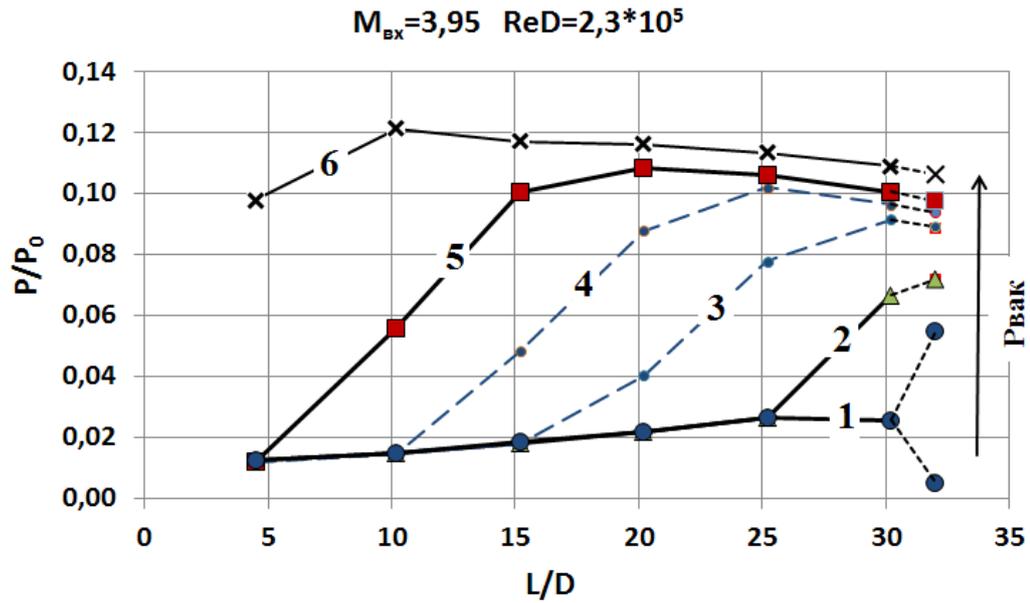


Рисунок 23. Продольное распределение давления для короткого канала $L/D=32$ при различных числах Рейнольдса.

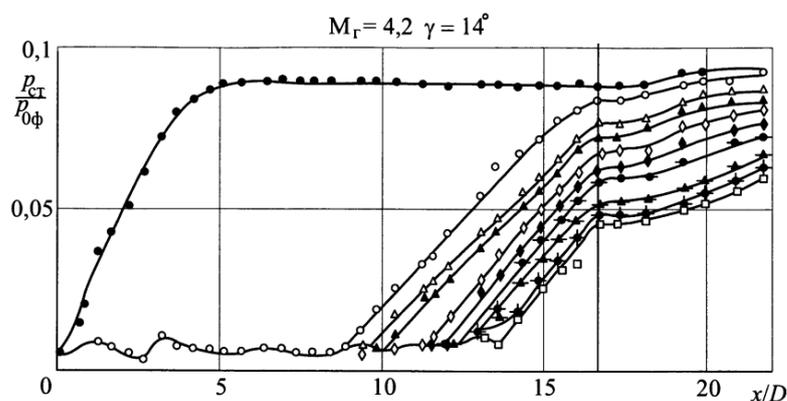
Для каждой кривой в таблице 1 приведено значение давления в выходной области, отнесенное к давлению в форкамере ($P_{\text{вак}}/P_0$). Для удобства интерпретирования результатов, давление представлено в безразмерном виде - измеряемое давление (P) отнесенное к давлению в форкамере (P_0).

Таблица 1. Время и давление в выходной емкости для канала $L/D=32$.

№ кривой	$Re_D=2,3*10^5$ ($P_0=0,1$ МПа)		$Re_D=5,1*10^5$ ($P_0=0,23$ МПа)	
	t, с	$P_{\text{вак}}/P_0$	t, с	$P_{\text{вак}}/P_0$
1	5	0,055	4,2	0,071
2	15	0,072	7,3	0,09
3	18	0,089	8,1	0,096
4	18,8	0,082	8,6	0,099
5	19,5	0,094	9	0,1
6	21	0,1	10	0,11

Видно, что при малых давлениях в вакуумной емкости псевдоскачок отсутствует. Псевдоскачок появляется, около выходного сечения, при относительном давлении свыше $P_{\text{вак}}/P_0=0,06$ (рисунок 23а, кривая 2). Далее при повышении давления в вакуумной емкости псевдоскачок перемещается в сторону входного сечения и при давлении свыше $P_{\text{вак}}/P_0=0,1$ формируется дозвуковое течение во всем канале. Также следует отметить, что при постоянном давлении в вакуумной емкости псевдоскачок будет устойчив. Заметно, что при положении скачка $L/D \leq 10$ появляется зона дозвукового течения, где поток начинается ускоряться. Аналогичное поведение псевдоскачка было получено при увеличении числа Рейнольдса (рисунок 23б).

Отметим, что полученные результаты для короткого канала хорошо согласуются с результатами (рисунок 24), приведенными в литературе [57]. На рисунке 24 показано продольное распределение давления в канале длиной 16 калибров с начальным потоком с числом Маха $M=4.2$, углом наклона образующей сопла $\gamma=14^\circ$ и числом Рейнольдса $Re_D=1.45*10^6$.

Рисунок 24. Продольное распределение давления для канала $L/D=16$ [57].

Экспериментальные результаты, полученные для короткого канала в данной работе, показывают аналогичное поведение потока по мере увеличения противодействия. По мере повышения давления в выходной области, псевдоскачок образуется в выходном сечении канала и по мере роста противодействия перемещается вверх по потоку вплоть до момента нарушения сверхзвукового втекания, что подтверждает верность выбранного метода исследования.

2.3. Результаты исследования торможения сверхзвукового течения в длинном канале

Основной интерес представляло исследование подобного течения в длинном канале. На рисунке 25 показано продольное распределение статического давления для длинного канала $L/D=64$ при постепенно повышающемся давлении в вакуумной емкости.

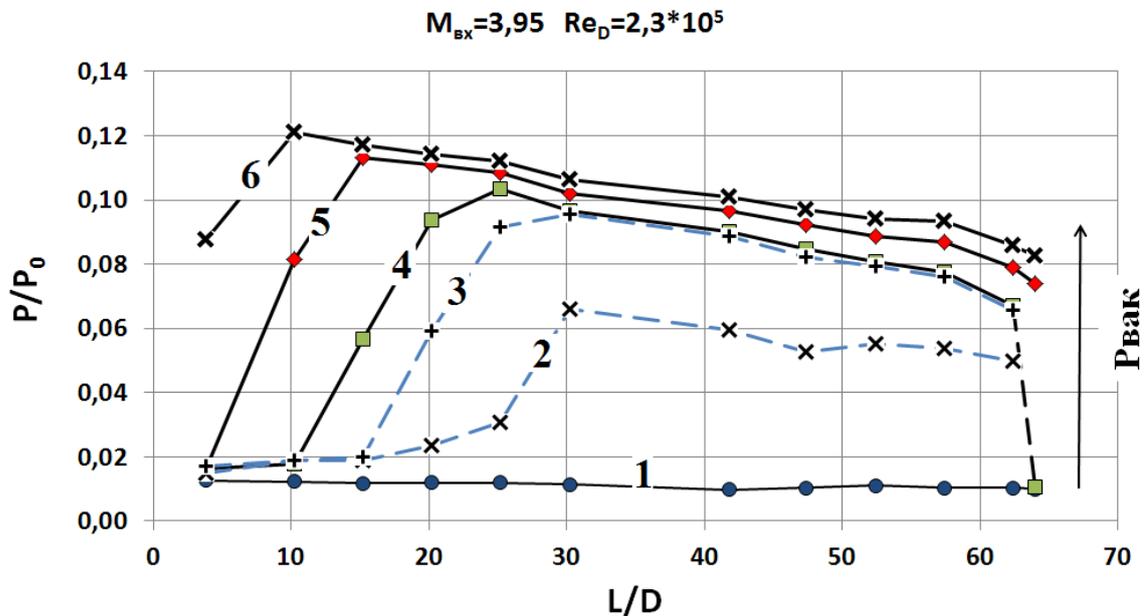


Рисунок 25. Продольное распределение давления для канала $L/D=64$.

Как и в случае для короткого канала, каждая пронумерованная кривая соответствует определенному моменту времени или же давлению в вакуумной

емкости. Значения давлений для каждой кривой приведены в таблице 2. Втекание происходило из атмосферы через коническое сопло с числом Маха $M_{\text{вх}}=3,95$ и углом расширения $4,5^{\circ}$.

Таблица 2. Время и давление в выходной емкости для канала $L/D=64$.

№ кривой	$Re_D=2,3 \cdot 10^5$ ($P_0=0,1$ МПа)	
	t, с	$P_{\text{вак}}/P_0$
1	2,3	0,0019
2	2,4	0,01
3	2,5	0,0101
4	2,6	0,0107
5	14,5	0,074
6	16	0,082

Из графика видно, что в начальный момент времени (кривая 1) до 2,3 с. в канале присутствует затормаживающийся сверхзвуковой поток. При незначительном увеличении давления в вакуумной емкости на 10 Па (через 0,1 с) происходит образование псевдоскачка в сечении $L/D=25$ (кривая 2). Далее по времени происходит развитие псевдоскачка (кривые 2-4) и псевдоскачок занимает свое стационарное положение до значения противодавления $P_{\text{вак}}/P_0=0,074$. При дальнейшем увеличении давления в вакуумной емкости происходит перемещение псевдоскачка в сторону входного сечения (кривая 5). И в конечном итоге происходит нарушение режима втекания (кривая 6) с формированием полностью дозвукового режима течения в канале.

Видно, что зона дозвукового режима течения занимает большую часть канала и ее протяженность около 42,4 калибра (кривая 4). При помощи гребенки приемников Пито был получен профиль числа Маха в выходном сечении канала. Осредненное по площади число Маха потока на выходе составило $M_{\text{вых}}=0,906$. Таким образом, впервые были получены продольные распределения давления, профили давления и получены закономерности фиксированного положения псевдоскачка в длинном канале.

2.3.1. Исследование течения в длинном канале при различных числах Маха

Для исследования торможения сверхзвукового потока в длинном канале $L/D=64$ при различных числах Маха были изготовлены профилированные сопла с числом Маха на срезе $M_{вх}=1,87; 3; 3,76; 4,54$. Значение чисел Маха на срезе сопла были определены, после проведения измерений гребенкой приемников Пито. При проведении исследований для всех чисел Маха на входе в канал, число Рейнольдса по диаметру составляло $Re_D=(2,3-8,2)*10^5$. Полное давление в форкамере составляло: $P_0(M3)=0,098$ МПа; $P_0(M3,76)=0,1$ МПа; $P_0(M4,54)=0,48$ МПа.

На рисунке 26 показано продольное распределение статического давления, отнесенное к полному давлению в набегающем потоке для случая со скоростью потока во входном сечении $M_{вх}=1,87$ и $M_{вх}=3,0$.

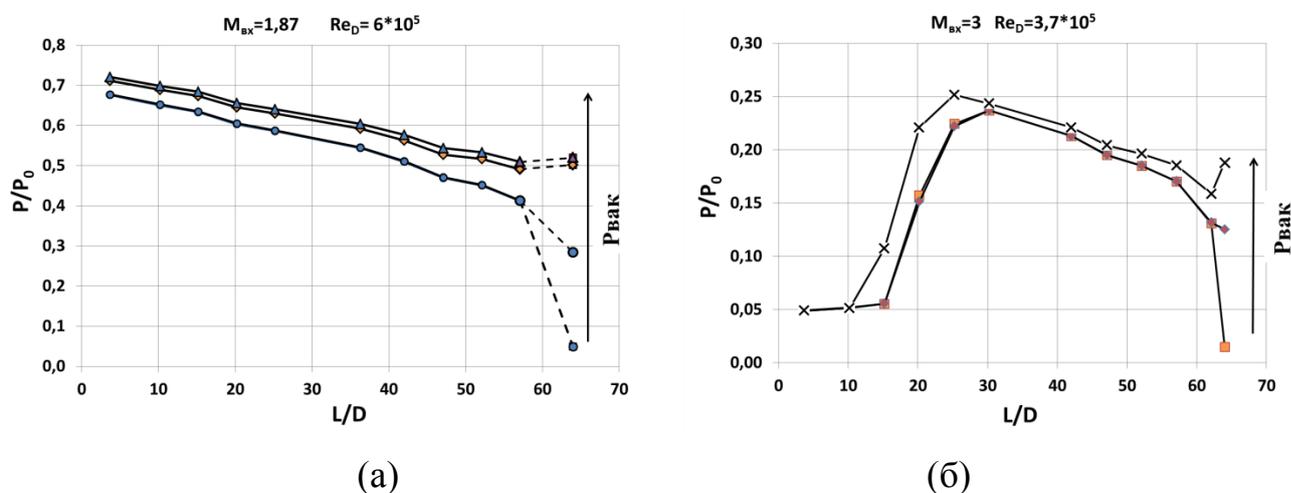


Рисунок 26. Результаты измерений потока с начальным числом Маха $M_{вх}=1,87$ и $M_{вх}=3,0$ для длинного канала $L/D=64$.

Видно, что для начального потока с числом Маха $M_{вх}=1,87$ (рисунок 26а) уже в начале эксперимента, при минимальном давлении в вакуумной емкости, в канале формируется полностью дозвуковой поток, ускоряющийся по длине канала. По мере увеличения давления в вакуумной емкости в диапазоне P/P_0 от 0,05 до 0,28 дозвуковой поток остается неизменным. При дальнейшем увеличении

давления начальная скорость потока уменьшается. В выходном сечении канала скорость потока достигает скорости звука. Осредненное по площади число Маха в выходном сечении составило $M_{\text{вых}}=0,96$.

Образование псевдоскачка в исследуемом канале было получено при начальной скорости потока на входе в канал $M_{\text{вх}}=3,0$ (см. рисунок 26б). На графике видно, что псевдоскачок располагается сразу вблизи входного сечения канала на расстоянии 15 калибров и конец зоны псевдоскачка заканчивается на расстоянии 30 калибров от входа в трубу. За зоной псевдоскачка устанавливается дозвуковое течение, ускоряющееся к выходному сечению. Следует отметить, в данном случае из экспериментальных данных видно, что в диапазоне противодавлений P/P_0 от 0,015 до 0,13 псевдоскачок занимает стабильное положение и лишь при превышении значения $P/P_0=0,13$ начинает перемещаться в сторону входного сечения. Аналогичным образом, как и для случая с начальным числом Маха $M_{\text{вх}}=1,87$, был измерен профиль давления в выходном сечении канала, при помощи гребенки приемников Пито и получено осредненное число Маха, которое составило $M_{\text{вых}}=0,96$.

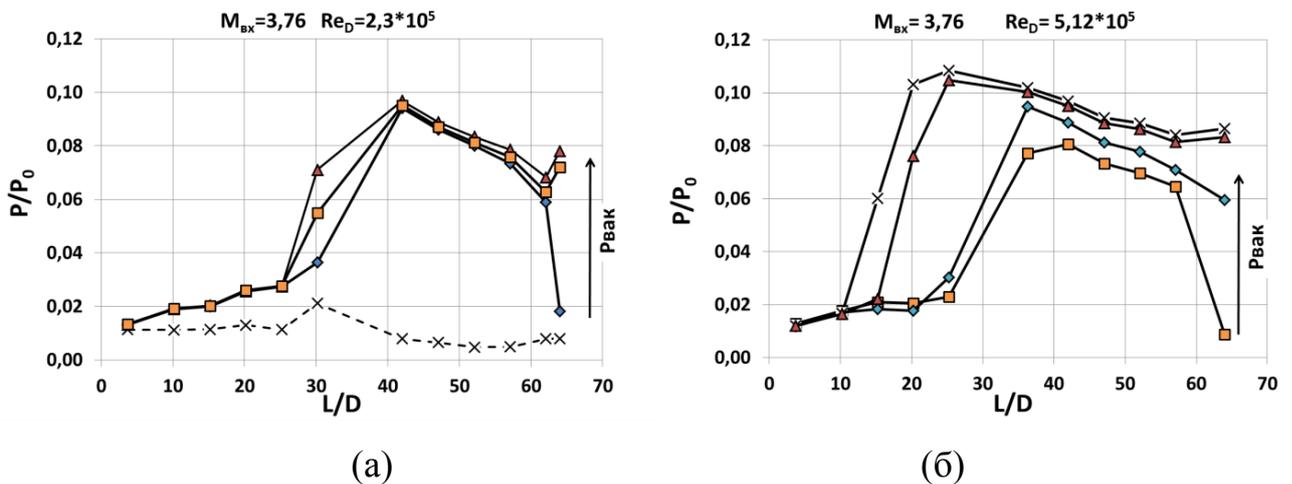


Рисунок 27. Продольное распределение давления для канала $L/D=64$ при $M_{\text{вх}}=3,76$.

О протяженности зоны псевдоскачка можно судить из результатов исследования потока с числом Маха $M_{\text{вх}}=3,76$ и $M_{\text{вх}}=4,54$ (рисунок 27, 28). Из графика для случая с потоком $M_{\text{вх}}=3,76$ (рисунок 27а) видно, что начало зоны

псевдоскачка при отсутствии противодействия находится на расстоянии 25 калибров от входного сечения. Протяженность зоны псевдоскачка составляет примерно 13 калибров. За зоной псевдоскачка формируется дозвуковой поток, увеличивающий свою скорость, до среднего по сечению числа Маха $M_{\text{вых}}=0,97$ на выходе. Положение псевдоскачка остается неизменным в диапазоне противодействий P/P_0 от 0,01 до 0,06. При противодействии свыше $P/P_0=0,06$ зона псевдоскачка начинает перемещаться в сторону входного сечения.

Для определения влияния числа Рейнольдса на характер потока, было проведено исследование при повышенном начальном давлении (рисунок 27б). Давление в форкамере устанавливалось на уровне $P_0=0,2$ МПа и поддерживалось во всем эксперименте. Как видно из графика увеличение числа Рейнольдса не привело к значительному изменению картины течения. Наклон кривых давления имеет хорошее согласование. Положение псевдоскачка также остается неизменным. Однако при одном и том же уровне противодействия $P/P_0=0,083$ при меньшем числе Рейнольдса происходит перестроение псевдоскачка, в то время как при большем числе Рейнольдса происходит уже его перемещение. Данный факт вероятнее всего связан с различными толщинами пограничных слоев сверхзвуковой части потока, что требует проведения дополнительных исследований данного вопроса.

Как и для случая с начальным числом Маха потока $M_{\text{вх}}=3,76$, схожая картина течения получается при торможении потока в канале с начальным числом Маха $M_{\text{вх}}=4,54$ (рисунок 28). Однако начало зоны псевдоскачка формируется уже на расстоянии 42 калибров. В соответствии с предыдущим случаем, растущее противодействие не оказывает влияния на положение псевдоскачка в диапазоне от 0,003 до 0,023. При увеличении противодействия до 0,036 псевдоскачок смещается вверх по потоку до 15 калибров от начального сечения.

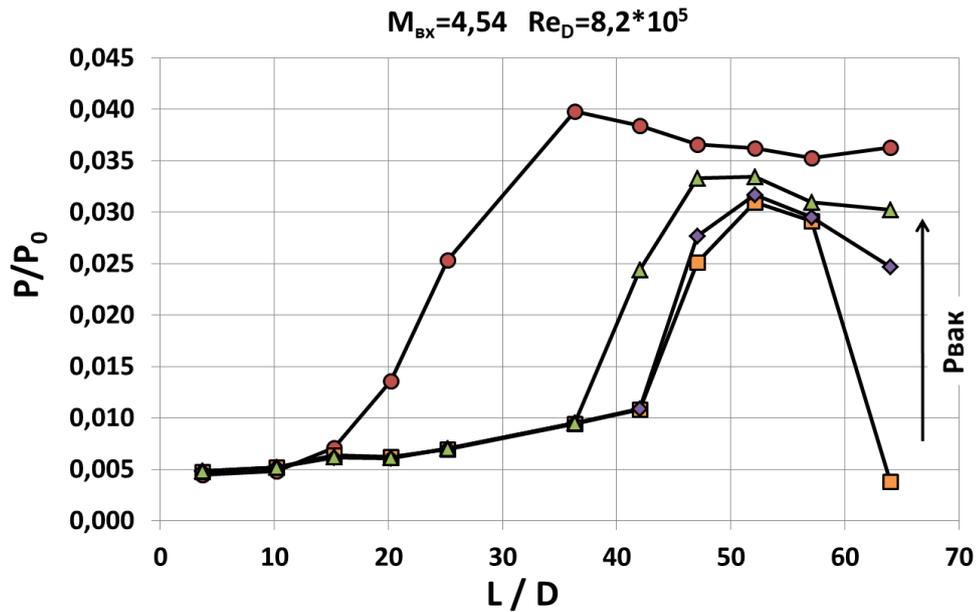


Рисунок 28. Продольное распределение давления для канала $L/D=64$ при $M_{\text{вх}}=4,54$.

При устойчивом положении псевдоскачка его длина остается неизменной и составляет 10 калибров, однако при перемещении вверх по потоку длина увеличивается до 15 калибров. Такое увеличение связано с более высоким начальным числом Маха перехода к дозвуковому течению. Среднее по сечению число Маха на выходе составило $M_{\text{вых}}=0,96$.

Как показали проведенные эксперименты, положение псевдоскачка устойчиво в определенном диапазоне противодавлений до $P/P_0=0,15$ (при $M_{\text{вх}}=3$), до $P/P_0=0,06$ (при $M_{\text{вх}}=3,76$), до $P/P_0=0,022$ (при $M_{\text{вх}}=4,54$). При повышении противодавления, псевдоскачок начинает смещаться от исходного положения в сторону входного сечения. При увеличении этой величины противодавления от 45 до 63% происходит нарушение режима втекания в канал и устанавливается дозвуковой режим втекания.

Как можно увидеть из приведенных графиков (рисунок 26-28) увеличение начального числа Маха потока, приводит к смещению образования псевдоскачка вниз по потоку. Данный факт отражен на рисунке 29.

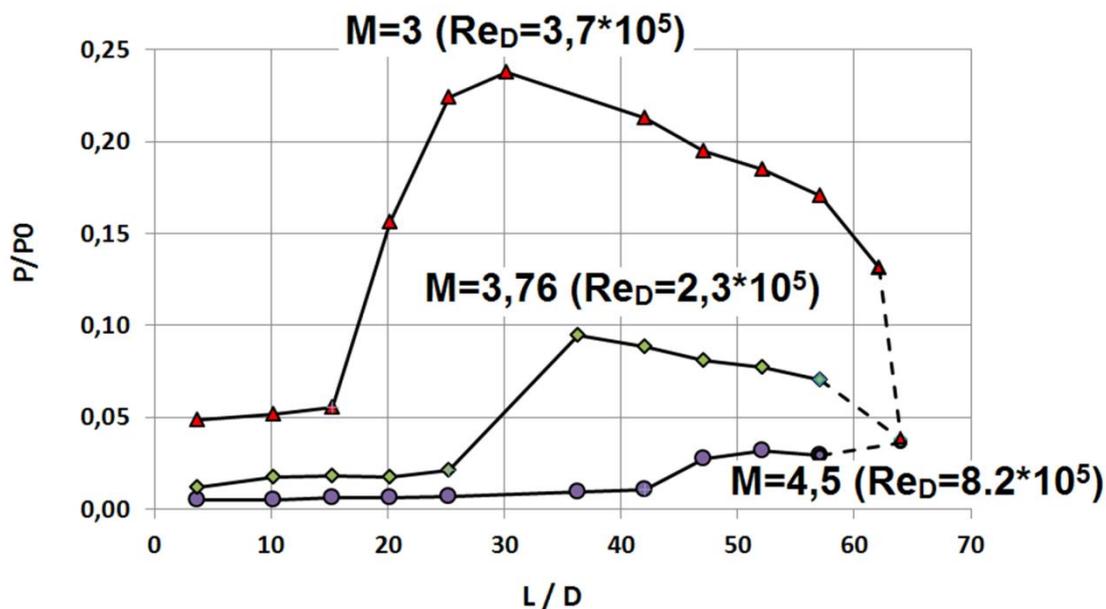
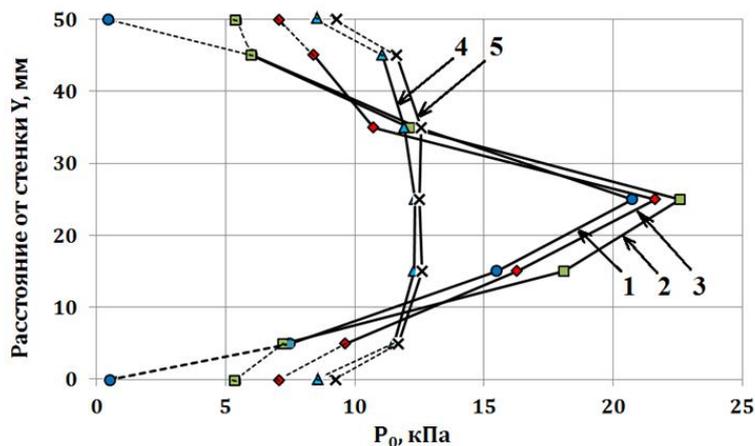


Рисунок 29. Влияние начальной скорости потока для канала $L/D=64$ на положение псевдоскачка.

Как видно из рисунка 29 увеличение начального числа Маха потока приводит к смещению положения псевдоскачка вниз по потоку при одинаковом противодавлении в каждом случае. Так, для $M=3$ начало скачка располагается на расстоянии 15 калибров от входного сечения, когда для $M=4,54$ начало скачка находится на расстоянии 42,5 калибров от входа. Данная особенность видимо, вызвана влиянием толщины пограничного слоя.

При проведении экспериментальных исследований также измерялись профили давления Пито в выходном сечении каналов. На рисунке 30 приведены профили давления для короткого канала $L/D=32$ в зависимости от давления в вакуумной емкости, указанные цифрами. Как видно из графика, в начальном режиме течения профиль давления сильно неравномерный. Равномерность профиля давления наблюдается только ближе к концу эксперимента. Это связано с тем, что в режимах 1-3 псевдоскачок не полностью располагается в канале, т.е. не достигается максимальное повышение статического давления (рисунок 7). В режимах 4-5 псевдоскачок полностью располагается в канале и профиль давления становится равномерным.

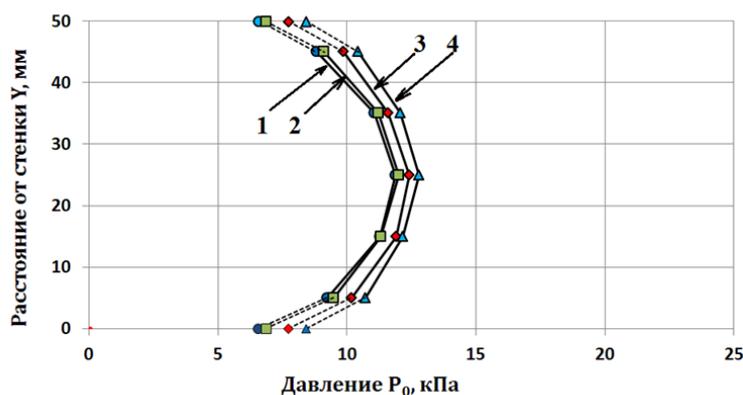


Короткий канал $L/D=32$

	P/P_0
1	0,005
2	0,054
3	0,072
4	0,086
5	0,094

Рисунок 30. Профили давления для канала $L/D=32$.

Иная картина наблюдается при течении в длинном канале $L/D=64$ (рисунок 31). Здесь во всем диапазоне противодавлений наблюдается равномерный профиль давления. Это объясняется тем, что псевдоскачок полностью располагается в канале и за ним устанавливается развитое дозвуковое течение.



Длинный канал $L/D=64$

	P/P_0
1	0,01
2	0,06
3	0,074
4	0,082

Рисунок 30. Профили давления для канала $L/D=64$.

Таким образом, впервые экспериментально было показано, что равномерность профиля давления в длинном реализуется во всем диапазоне противодавлений и не зависит от положения псевдоскачка, тем самым позволяя поддерживать равномерность параметров потока во всем режиме течения.

2.4. Оценка трения для сверхзвукового потока в цилиндрическом канале

Силы трения в пограничных слоях газовых потоков играют важную роль в формировании общей картины течения и баланса аэродинамических сил, действующих на обтекаемые поверхности. Существует множество теоретических моделей и численных методов для определения величины силы трения, основанных на вычислениях характеристик пограничного слоя при заданных параметрах обтекания.

Широкое развитие получили также экспериментальные методы определения силы трения R_f , действующей на обтекаемые поверхности.

Как и другие аэродинамические силы, сила трения нормируется в виде аэродинамического коэффициента трения, как отношение силы трения к характерной площади и к скоростному напору набегающего потока:

$$C_f = \frac{R_f}{F \cdot \frac{\rho \cdot V^2}{2}} \quad (8)$$

здесь: R_f - сила трения; F – характерная площадь; ρ , V – начальная плотность и скорость потока соответственно.

Видно, что для нахождения силы трения (C_f) необходимо определить абсолютную силу трения, действующую на рассматриваемую поверхность. Существуют методы экспериментального определения силы трения. Например, в работе [57] рассматривается метод «плавающего элемента», который развязан от основной конструкции и позволяет измерять силы трения даже небольшой величины.

В любом случае механические методы измерения силы трения чрезвычайно сложны и, поэтому сравнительно редко используются в экспериментальных исследованиях.

Частным случаем является измерение силы трения по внутренней поверхности трубопроводов (каналов). Здесь исторически сложилась методика

нормировки сил трения при дозвуковом течении по падению полного давления на входе и выходе канала постоянного сечения (закон Дарси) [1,2]:

$$\lambda_f = \xi \cdot \frac{L}{D} = \frac{P_{01} - P_{02}}{\frac{\rho \cdot V_1^2}{2}} \quad (9)$$

здесь: λ_f – коэффициент потерь полного давления; ξ – местный коэффициент трения.

В данной работе предлагается определять коэффициент потерь полного давления (λ) по данному методу для сверхзвукового течения. В ходе проведения экспериментов были получены потери полного давления, на основании которых были вычислены коэффициенты потерь для сверхзвукового потока с наличием псевдоскачка.

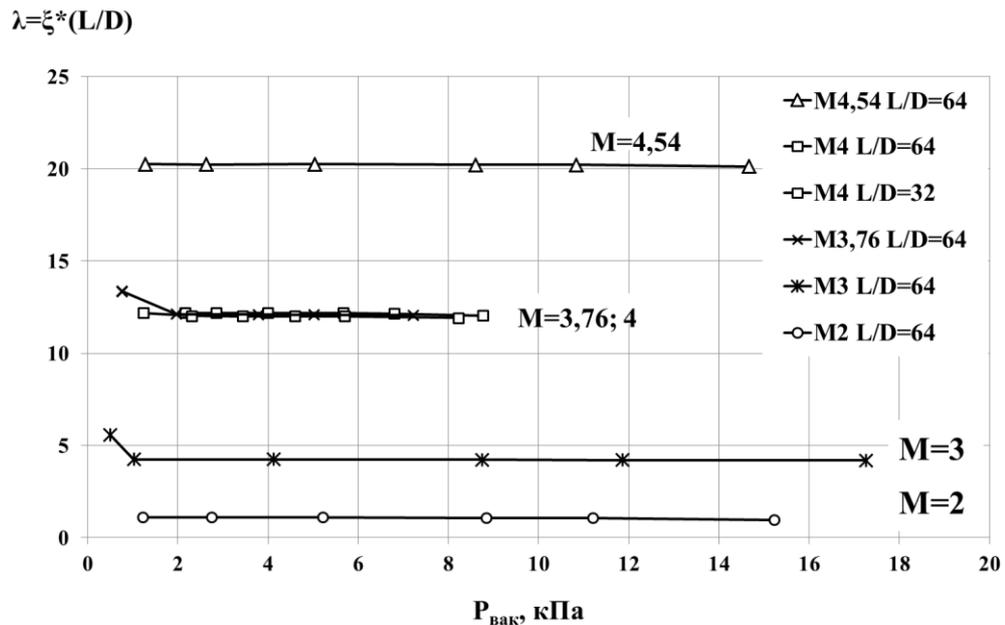


Рисунок 31. Коэффициенты потерь полного давления для каналов $L/D=32$ и $L/D=64$ при различных начальных числах Маха потока.

На рисунке 31 приведены значения коэффициента потерь полного давления в зависимости от давления в вакуумной емкости. Здесь давление в вакуумной емкости постепенно увеличивается (рисунок 25-27) и происходит смещение

псевдоскачка в сторону входа в канал, за счет повышения противодействия. Видно, что общий коэффициент потерь полного давления для рассмотренных каналов и начальных чисел Маха потока не зависит от положения псевдоскачка и создаваемого противодействия, при условии, что не происходит нарушения сверхзвукового втекания. Надо отметить, что в проведенных экспериментах были получены и дозвуковые режимы втекания (рисунок 26а), коэффициенты трения ($\xi = \lambda / (L/D)$) для этих режимов полностью согласуются с литературными данными [1,2].

Для сверхзвуковых режимов течения с образованием псевдоскачка коэффициенты потерь полного давления (λ) лежат в диапазоне от 12 до 20. Видно, что для чисел Маха на входе в канал $M = 3,76 \div 4$ значение коэффициента потерь полного давления не зависит от длины канала. Это объясняется тем, что потери полного давления в дозвуковой части потока малы по сравнению с потерями в сверхзвуковой части и на псевдоскачке. Также отметим, что при увеличении начального числа Маха потока значения общего коэффициента потерь полного давления увеличивается. Данные факты более подробно обсуждаются в главе 3. Таким образом, согласно предложенному методу оценки трения, впервые экспериментально были получены коэффициенты потерь полного давления для сверхзвуковых потоков с образованием псевдоскачка в длинных каналах.

Максимальную длину канала со сверхзвуковым потоком в канале при торможении потока от $M_{вх} > 1$ до $M_{вых} = 1$ можно определить следующим образом:

$$G = m \cdot \frac{P_{01} \cdot F_D \cdot q(M_1)}{\sqrt{T_{01}}} = m \cdot \frac{P_{02} \cdot F_D \cdot q(M_2=1)}{\sqrt{T_{02}}} \quad (10)$$

В случае адиабатического течения $T_{01} = T_{02}$ получаем и $q(M_2 = 1) = 1$:

$$P_{01} \cdot q(M_1) = P_{02} \cdot q(M_2)$$

$$q(M_1) = \frac{P_{02}}{P_{01}} \quad (11)$$

где: $q(M)$ – газодинамическая функция;

Потери полного давления на трение для сверхзвукового потока в канале:

$$\Delta P_0 = P_{01} - P_{02} = \lambda_{c3} \frac{\rho_1 \cdot V_1^2}{2} \quad (12)$$

$$\lambda_{c3} \cdot \frac{\rho_1 \cdot V_1^2}{2} \cdot \frac{1}{P_{01}} = 1 - \frac{P_{02}}{P_{01}}$$

Скоростной напор можно выразить через полное давление:

$$\frac{\rho_1 \cdot V_1^2}{2} = \frac{k}{2} \cdot \pi(M_1) \cdot P_{01} \cdot M_1^2 \quad (13)$$

где: $\pi(M)$ – газодинамическая функция.

Тогда:

$$\frac{P_{02}}{P_{01}} = 1 - \lambda_{c3} \cdot \frac{k}{2} \cdot \pi(M_1) \cdot M_1^2 \quad (14)$$

Отсюда:

$$\lambda_{c3}^{max} = \left(1 - \frac{P_{02}}{P_{01}}\right) \cdot \frac{1}{\frac{k}{2} \cdot \pi(M_1) \cdot M_1^2} = \frac{1 - q(M_1)}{\frac{k}{2} \cdot \pi(M_1) \cdot M_1^2} \quad (15)$$

По определению $\lambda_{c3} = \xi_{c3} \cdot (L/D)$, тогда:

$$\left(\frac{L}{D}\right)_{c3}^{max} = \frac{1}{\xi_{c3}} \cdot \frac{1 - q(M_1)}{\frac{k}{2} \cdot \pi(M_1) \cdot M_1^2} \quad (16)$$

Результаты расчета сведены в таблицу 3

Таблица 3. Максимальное значение коэффициента потерь полного давления от числа Маха на входе.

M_1	λ_{c3}^{max}	$P_{01}/P_{02}=1/q(M_1)$	$P_{01}/P_{03}=P_{01}/(P_{02} \cdot \pi(M_1))$
1	0	1	1,88
2	1,138	1,66	3,12
3	4,456	4,17	8
4	12,28	10,85	20
5	29,09	24,2	45,8

Видно, что максимальное значение коэффициента потерь полного давления является вполне конечной величиной, т.е. увеличение длины канала не может быть бесконечным при сохранении сверхзвукового течения в канале. Данные из таблицы 3 приведены на рисунке 32.

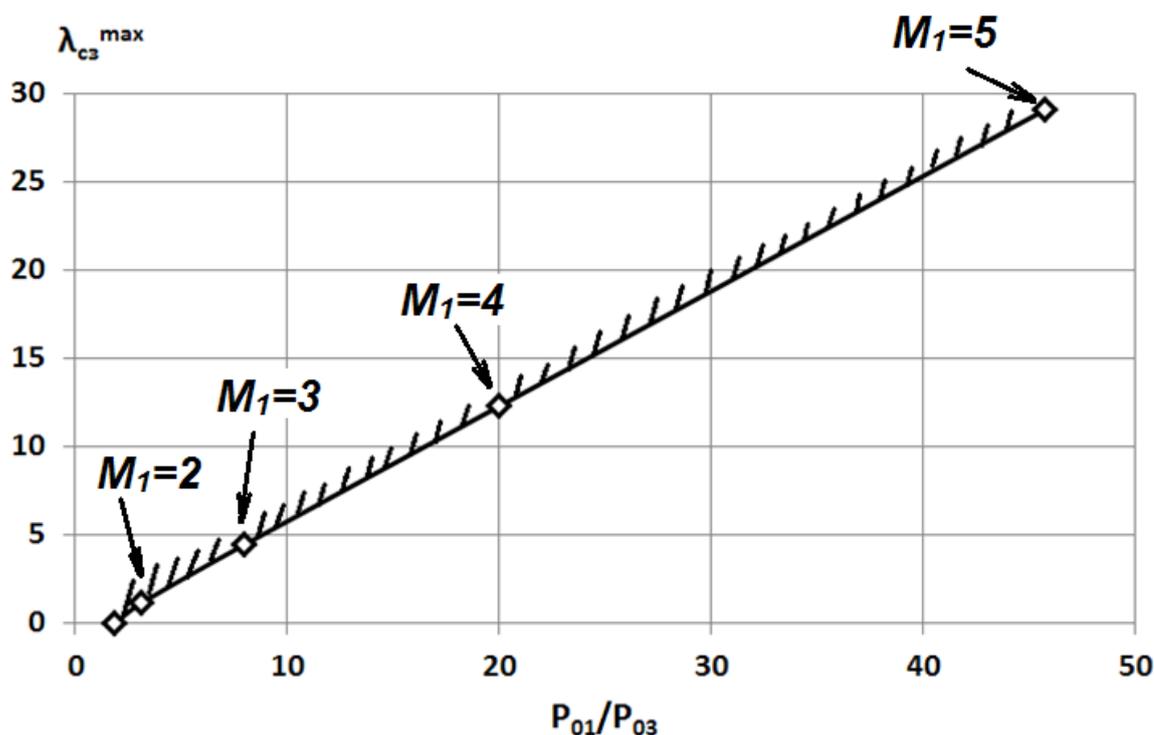


Рисунок 32. Коэффициенты потерь полного давления при различных начальных числах Маха потока.

Выводы по Главе 2

Проведенные экспериментальные исследования подтверждают, что в коротком канале ($L/D=32$) псевдоскачок формируется в выходном сечении канала только при повышении противодавления ($P/P_0=0,071$) и по мере увеличения противодавления перемещается в сторону входного сечения. При увеличении противодавления на 36% ($P/P_0=0,097$) образуется дозвуковой режим втекания. Увеличение числа Рейнольдса от $2,3 \cdot 10^5$ до $5,1 \cdot 10^5$ не оказывает влияние на положение псевдоскачка.

Впервые проведено исследования сверхзвукового потока с псевдоскачком в длинном канале ($L/D=64$). Установлено, что псевдоскачок формируется в промежуточном сечении длинного канала ($L/D=64$) при минимальном давлении в вакуумной емкости начиная с числа Маха $M=3$ и сохраняет это положение при повышении противодавления до $P/P_0=0,12$. При числе Маха $M_{\text{вх}}=3,76$ и $M_{\text{вх}}=3,95$

до $P/P_0=0,06$ и до давления $P/P_0=0,022$ при $M_{\text{вх}}=4,54$. При дальнейшем увеличении противодействия псевдоскачок перемещается в сторону входного сечения. При увеличении относительного давления на 45-63% (при $M_{\text{вх}}=3,76$ и $M_{\text{вх}}=3,95$ до $P/P_0=0,087$, при $M_{\text{вх}}=4,54$ до $P/P_0=0,037$) устанавливается полностью дозвуковое течение.

Впервые экспериментально подтверждено, что при увеличении начального числа Маха потока в длинном канале начальное положение псевдоскачка смещается вниз по потоку. Установлено, что в отличие от режимов течения в каналах с дозвуковой скоростью газа на входе, длина каналов со сверхзвуковой скоростью газа на входе всегда ограничена из-за перемещения псевдоскачка ко входу и образованию выбитой головной ударной волны с переходом к полностью дозвуковому режиму течения в канале.

Получены аналитические оценки максимальной возможной длины каналов со сверхзвуковой скоростью газа на всей длине канала.

Равномерность параметров потока на выходе в длинном канале ($L/D=64$) поддерживается во всем режиме течения (вплоть до нарушения сверхзвукового режима втекания), в отличие от короткого канала ($L/D=32$), где наблюдается значительная неравномерность.

Предложено определять и нормировать трение в канале со сверхзвуковым потоком по потерям полного давления, что позволяет унифицировать оценку потерь на трение для дозвукового и сверхзвукового течения в канале.

Глава 3. Численное моделирование процессов торможения и образования псевдоскачка в длинных цилиндрических каналах

3.1. Общая постановка и математическая модель

Для более детального рассмотрения структуры течения и самого процесса торможения сверхзвукового потока был проведен комплекс численных исследований. Численное моделирование осуществлялось в пакете прикладных программ ANSYS Fluent. Расчеты проводились в стационарной осесимметричной постановке. Решались уравнения Навье-Стокса, осредненные по Рейнольдсу с использованием модели турбулентности $k-\omega$ SST с настройками по умолчанию. Решатель был основан на плотности с применением неявной схемы линеаризации уравнений, в связи с рассмотрением вязкого течения.

Основные уравнения в общем виде:

Уравнение сохранения массы

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (17)$$

Уравнение движения

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \left(\overline{\overline{\tau}} \right) + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (18)$$

Уравнение сохранения энергии

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v} (\rho E + p)) = -\nabla \cdot \left(\sum_i h_i J_i \right) + S_h \quad (19)$$

где: ρ – плотность, \vec{v} – скорость, p – давление, $\overline{\overline{\tau}}$ – тензор напряжения, $\rho \vec{g}$ – сила тяготения, \vec{F} – сила внешнего воздействия, E – полная энергия, h – энтальпия, S_h – источник энергии. В стационарной постановке уравнения преобразуются в связи с постоянством параметров по времени.

Модель турбулентности представляется в виде двух уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \tilde{G}_k - Y_k + S_k \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (21)$$

где: k - кинетическая энергия турбулентности, ω - удельная скорость диссипации, \tilde{G}_k - показатель генерации кинетической энергии турбулентности от градиента средней скорости, G_ω - показатель генерации удельной скорости диссипации от градиента средней скорости, Γ_k и Γ_ω - показатели эффективности коэффициентов, Y_k и Y_ω - показатели диссипации вследствие турбулентности, D_ω - коэффициент поперечной диффузии, S_k и S_ω - задаваемые члены. Данная модель турбулентности работает как стандартная модель k - ω в пристеночных слоях, а на удалении от поверхности стенки как преобразованная модель k - ε . Более детальное описание математической модели можно найти в руководстве [92]

Рассматривалась задача течения в канале заданной длины L и диаметром D , выходящим в затопленное пространство. Присоединение области затопленного пространства обусловлено необходимостью реализации физической постановки внешних условий истечения из канала. В расчетной области создавалась структурированная сетка с экспоненциальным сгущением к стенке канала для разрешения пограничного слоя. Численный расчет стационарной струи истекающей из канала в затопленное пространство и сравнение с нестационарной постановкой описано в работе [93].

Моделировалось сверхзвуковое течение на входе в канал при наличии вязкости и без теплообмена со стенкой. На входе в канал задавались число Маха M , полное давление P_{0ex} и полная температура T_{0ex} . На выходной границе расчетной (рисунок 33) области задавались полное давление $P_{0вых}$ и полная температура $T_{0вых}$. Расчетная область ограничивалась плоскостью симметрии и стенкой. На выходном участке имелась прямоугольная область большего размера, чем расчетная область канала. На стенке канала ставились условия прилипания (обращения в нуль компонент скорости). Стенка предполагалась адиабатической. На плоскости симметрии формулировались соответствующие условия. На левой границе канала задавались входные условия.

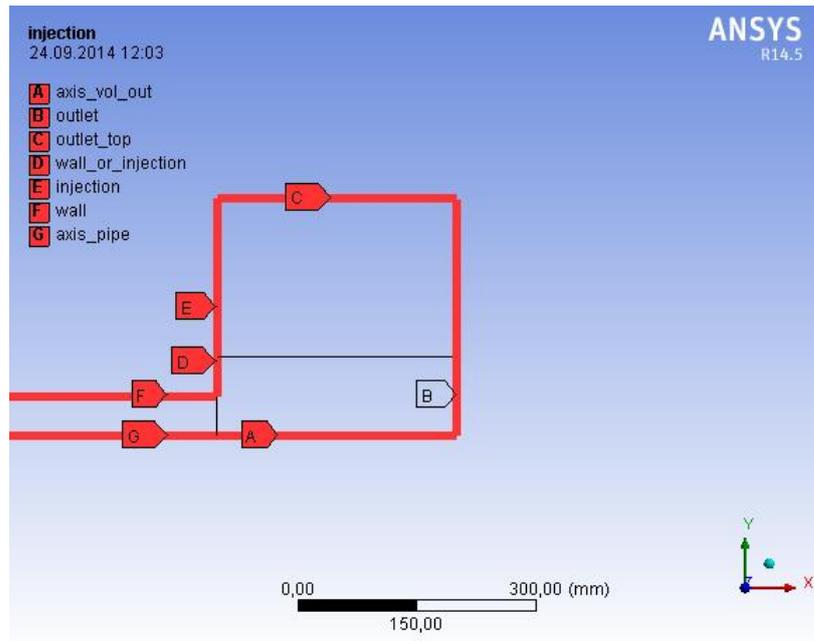


Рисунок 33. Расчетная область.

Предварительно было проведено исследование влияния размера сетки на результаты расчетов. Были исследованы 4 различные сетки с размером ячеек 400 000, 500 000, 800 000 и 1 000 000. Ниже приведен сравнительный график влияния размера сетки на изменение безразмерного статического давления вдоль канала. Давление получено путем осреднения по массовому расходу давления в сечениях.

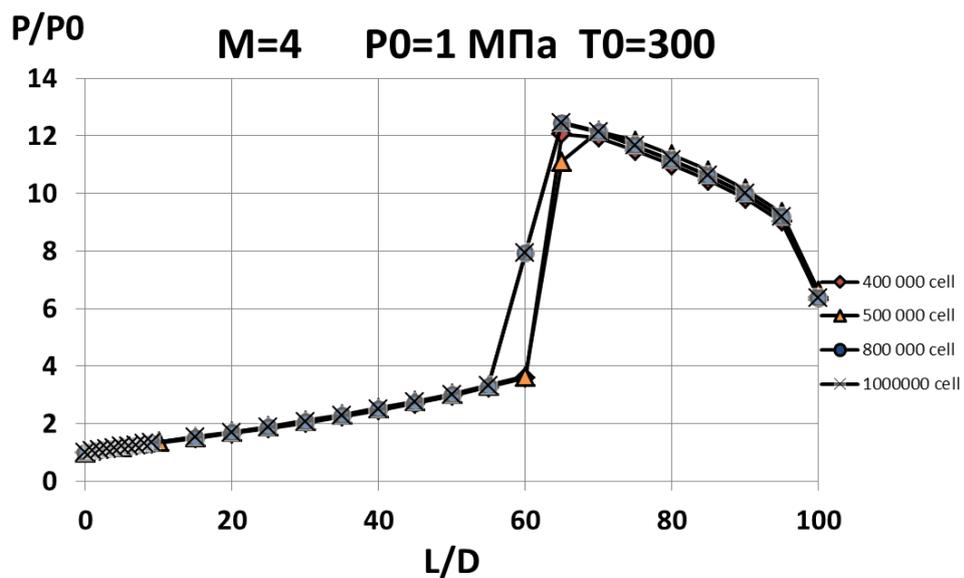


Рисунок 34. Сеточная сходимость.

Расчеты показали высокую точность совпадения значений статического давления на сверхзвуковом участке и незначительную разницу на дозвуковом участке. Из графика видно, что увеличение размерности сетки с 800 000 до 1 000 000 ячеек не приводит к изменению статического давления. Для данного типа задач в качестве базовой была выбрана сетка, содержащая 800 000 ячеек.

3.2. Моделирование сверхзвукового течения в коротком канале без образования псевдоскачка

Для определения коэффициента потерь полного давления на начальном этапе рассматривалась задача торможения сверхзвукового потока в коротком канале $L/D = 38$ ($D = 25$ мм) без образования псевдоскачка при различных начальных числах Маха потока. Начальные числа Маха потока равнялись 2.5; 3; 4; 5; 6. Полное давление задавалось равное 1 МПа и полная температура 300 К. На рисунке 35 приведено падение полного давления, осредненного по сечениям. Видно, что при увеличении числа начального Маха потока потери по длине канала возрастают. Также на рисунке 36 приведено изменение числа Маха потока, осредненного по сечениям.

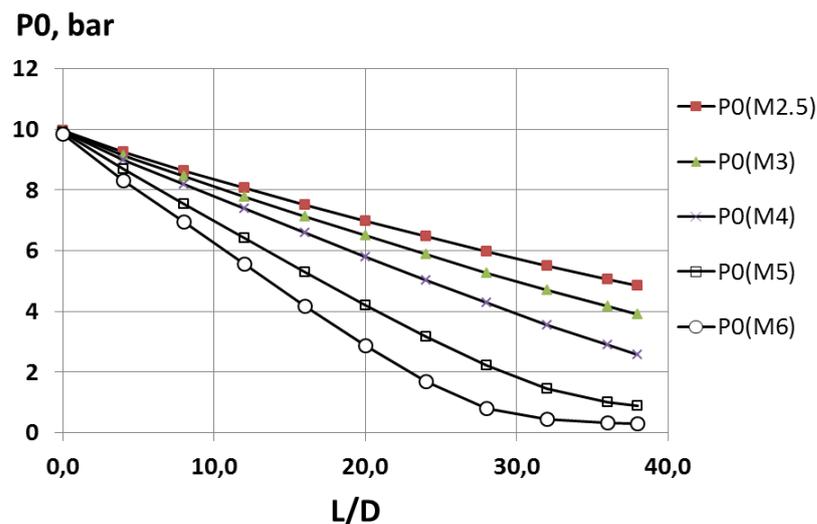


Рисунок 35. Падение полного давления.

При увеличении начального числа Маха потока процесс торможения происходит более интенсивно. Во всех случаях скорость на выходе канала оставалась сверхзвуковой.

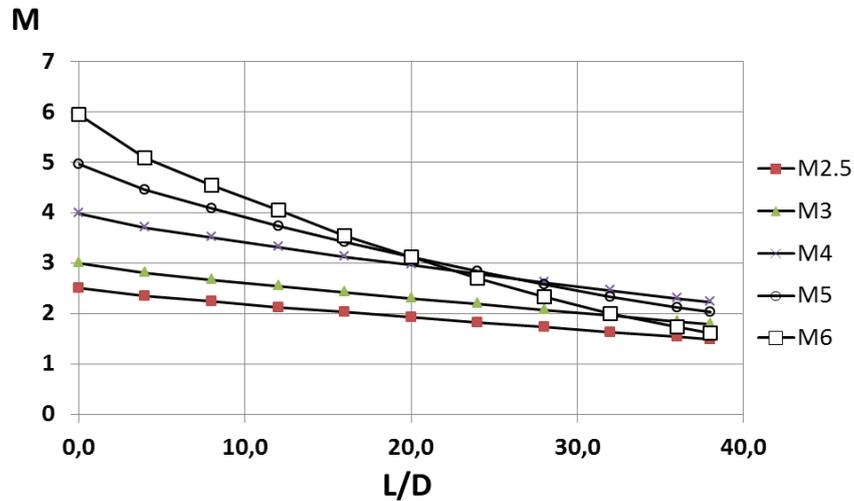


Рисунок 36. Изменение числа Маха по длине канала.

На основании предложенного метода (п. 2.5) были рассчитаны коэффициенты потерь полного давления. На рисунке 37 показано, что при увеличении числа Маха потока на входе коэффициент потерь полного давления возрастает.

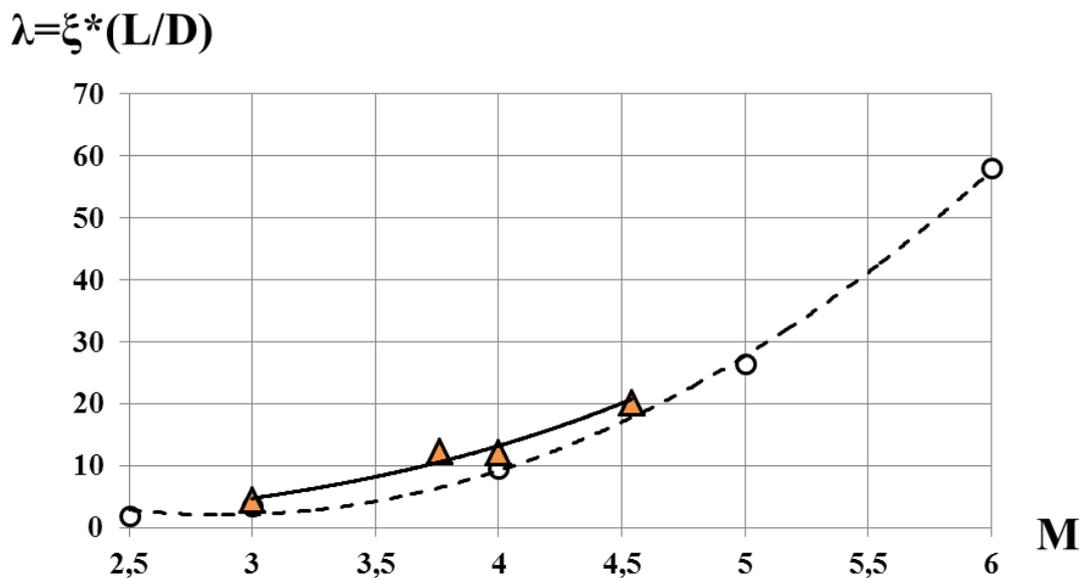


Рисунок 37. Коэффициент потерь полного давления от начального числа Маха потока.

Также на график нанесены значения потерь полного давления из рисунка 31(треугольники) полученные в экспериментах в главе 2. Видно, что при небольших значениях числа Маха потока 3; 3.76 значения коэффициентов имеют хорошее согласование, т.е. коэффициент потерь при полностью сверхзвуковом потоке согласуется с потерями при наличии в канале псевдоскачка. Это можно объяснить тем, что в этих случаях потери полного давления на псевдоскачке незначительные ввиду его слабой интенсивности, а потерями полного давления в дозвуковой части потока можно пренебречь. Однако, начиная с начального числа Маха потока $M=4$ потери полного давления на псевдоскачке становятся существенными и согласования с полностью сверхзвуковым потоком не наблюдается. Также данный факт будет обсуждаться в п 3.4. Таким образом, впервые было установлено, что коэффициент потерь полного давления увеличивается с ростом начального числа Маха потока и слабо зависит от наличия псевдоскачка.

3.3. Моделирование сверхзвукового течения в длинном канале с образованием псевдоскачка

Рассматривалась задача торможения сверхзвукового потока в длинных каналах с образованием «псевдоскачка» при истечении в вакуум (без противодействия). Модель представляет собой канал диаметром 100 мм и длиной от 80 до 120 калибров. Расчетная область была выполнена в осесимметричном виде (рисунок 33). Число Маха во входном сечении равнялось $M_{вх}=3,98$ и полная температура равнялась 300 К. Статическое давление во входном сечении 6458,7 Па. Был проведен сравнительный расчет при различных длинах канала. Результаты расчета представлены на рисунке 38 в виде зависимости осредненного числа Маха в сечениях по длине канала. Видно, при длине канала 80 калибров в канале присутствует полностью сверхзвуковой поток и число Маха в выходном

сечении равнялось $M=1,43$. При увеличении длины канала до 100 калибров на начальном участке потока также присутствует затормаживающийся сверхзвуковой поток и в сечении $L/D=60$ образуется псевдоскачок, за которым устанавливается ускоренное дозвуковое течение с числом Маха в выходном сечении $M=1$.

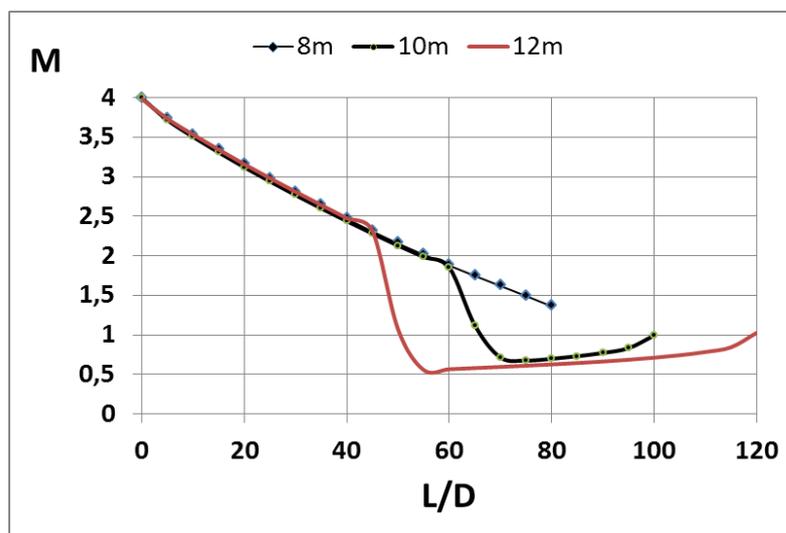


Рисунок 38. Число Маха по длине канала.

При дальнейшем увеличении длины канала до 120 калибров реализуется аналогичный режим течения с образованием псевдоскачка. Однако расположение псевдоскачка смещается в сторону входного сечения. Таким образом, впервые численным моделированием показано, что увеличение длины канала приводит к смещению начального сечения псевдоскачка вверх по потоку, что обусловлено приростом дополнительно сопротивления в канале. Дальнейшее увеличение длины канала в конечном итоге приведет к образованию выбитой головной ударной волны и организации дозвукового режима втекания.

3.4. Моделирование сверхзвукового течения в длинном канале с образованием псевдоскачка при различном противодавлении

Дальнейшая часть численного моделирования заключалась в исследовании влияния противодействия на параметры сверхзвукового потока с образованием псевдоскачка. Как и в предыдущих случаях, модель представляет собой канал диаметром 100 мм и длиной 100 калибров. Число Маха во входном сечении равнялось 3,98, полная температура равнялась 300 К и статическое давление во входном сечении 6458,7 Па. Давление в выходной области (рисунок 33) варьировались от 0 до 0,1 МПа с шагом 0,01 МПа.

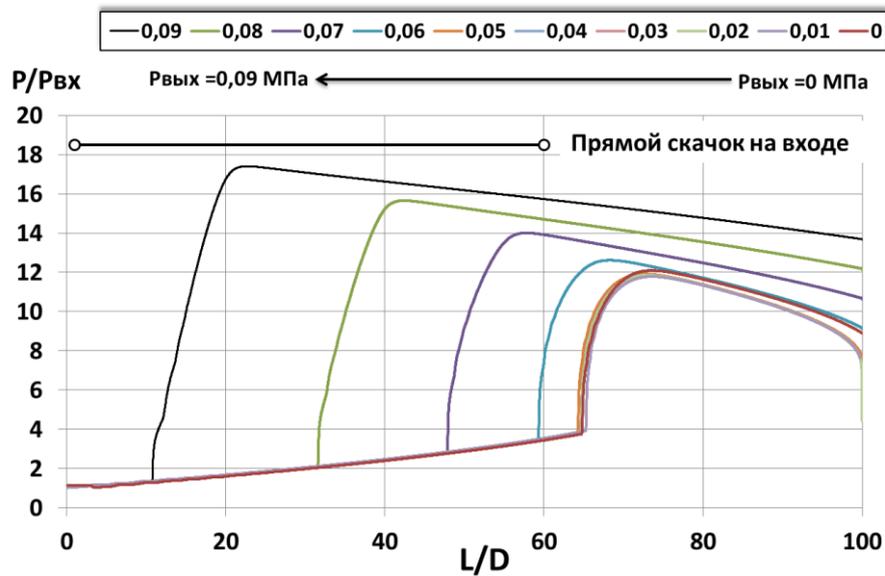


Рисунок 39. Продольное распределение статического давления по стенке канала.

На рисунке 39 показано продольное распределение относительного статического давления по длине канала в зависимости от противодействия. Из представленного рисунка можно видеть, что при значениях противодействия от 0 до 0,05 МПа, область псевдоскачка находится на расстоянии 64 калибров от входа. По мере увеличения противодействия область псевдоскачка начинает смещаться вверх по потоку и при превышении противодействия 0,09 МПа происходит нарушение втекания, т.е. образуется выбитая ударная волна. Таким образом, начало смещения псевдоскачка связано непосредственно с отношением

давлений на выходе канала и в выходной области. Прямой линией на графике показан ожидаемый уровень по соотношению на прямом скачке.

Число Маха в выходном сечении канала не всегда равнялось критическому значению $M=1$. Для иллюстрации на рисунке 40 приведено осреднённое по сечению значение числа Маха в выходном сечении в зависимости от противодействия.

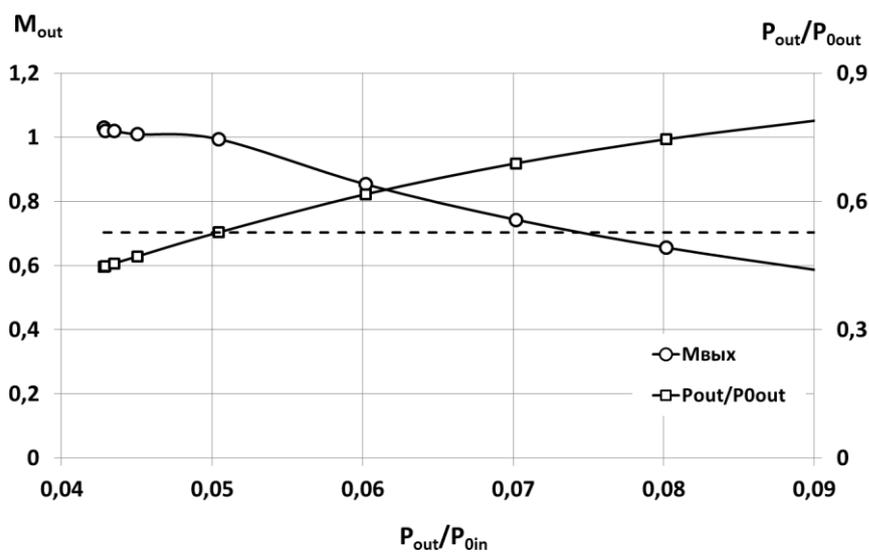


Рисунок 40. Осредненное по сечению число Маха в выходном сечении канала и отношение давлений на срезе канала в зависимости от противодействия.

Видно, что до значения противодействия 0,05 число Маха равняется $M=1$ или незначительно превышает его. Однако при увеличении противодействия до 0,06 значение числа Маха начинает снижаться до $M=0,83$. Дальнейшее увеличение противодействия приводит к уменьшению числа Маха. Показанную зависимость можно объяснить следующим образом. До тех пор, пока отношение полного давления на срезе и статического давления в выходной области равно или менее, известного критического значения из газовой динамики $P/P_0=0,528$, число Маха на срезе будет критическим, т.е. $M=1$. При превышении данного значения из-за повышения давления в области, куда истекает поток, значение скорости на выходе канала может становиться меньше $M=1$. На рисунке 40 отношение $P/P_0=0,528$ обозначено пунктирной линией.

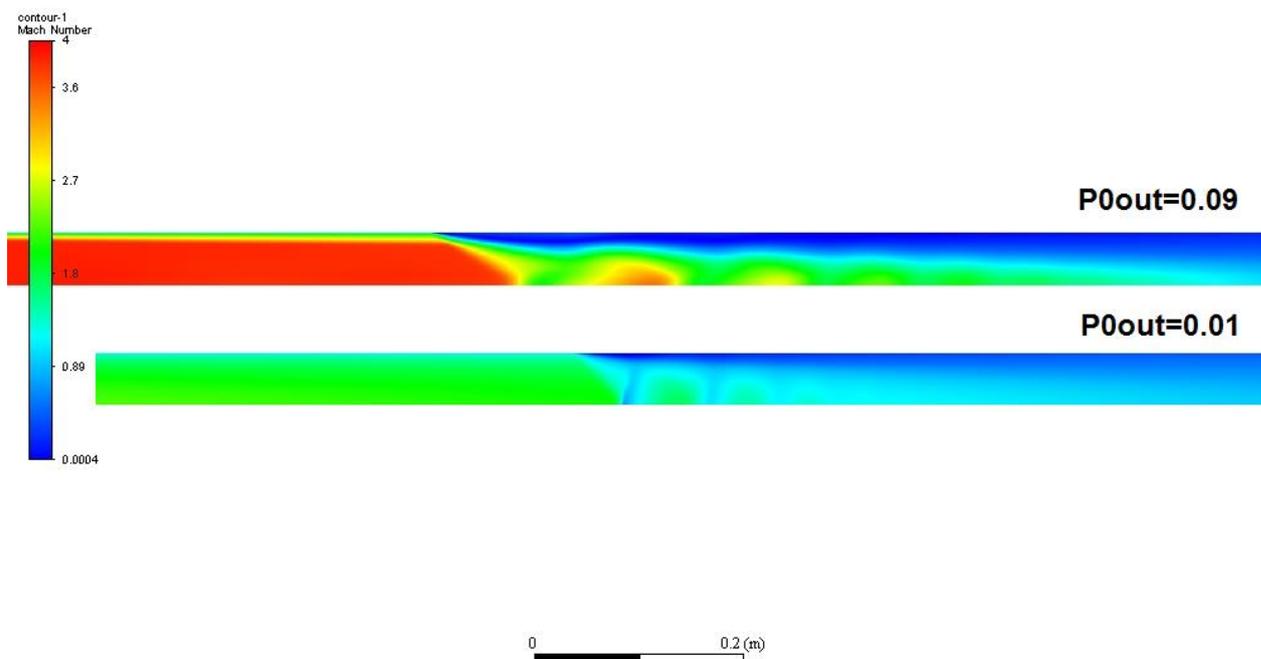


Рисунок 41. Контуры чисел Маха в области псевдоскачка.

На рисунке 41 приведены контуры чисел Маха в области псевдоскачка для случаев 0,09 МПа и 0,01 МПа в выходной области. В этих случаях положение псевдоскачка различное. Для случая 0,09 МПа начало скачка расположено на расстоянии 0,98 м от входного сечения, при этом для случая 0,01 МПа начало псевдоскачка расположено на расстоянии 6,4 м от входного сечения. Видно, что при большем противодавлении псевдоскачок имеет большую интенсивность, так как число Маха перед ним значительно выше ввиду его расположения ближе ко входу. Проведенное численное моделирование позволяет более детально рассмотреть структуру течения во всем канале. Сверхзвуковой поток с псевдоскачком, условно, можно разделить на три части: 1 – сверхзвуковая часть потока от входа до псевдоскачка; 2 – зона псевдоскачка от начала повышения давления до максимального значения (рисунок 5 точки 1-2); 3 – дозвуковая часть потока от максимального значения статического давления до выходного сечения.

Перемещение псевдоскачка ко входу позволяет сохранить полное давление P_{02} и расход на выходе. Для иллюстрации на рисунке 42 приведена зависимость падения полного давления P_0 по длине канала L/D .

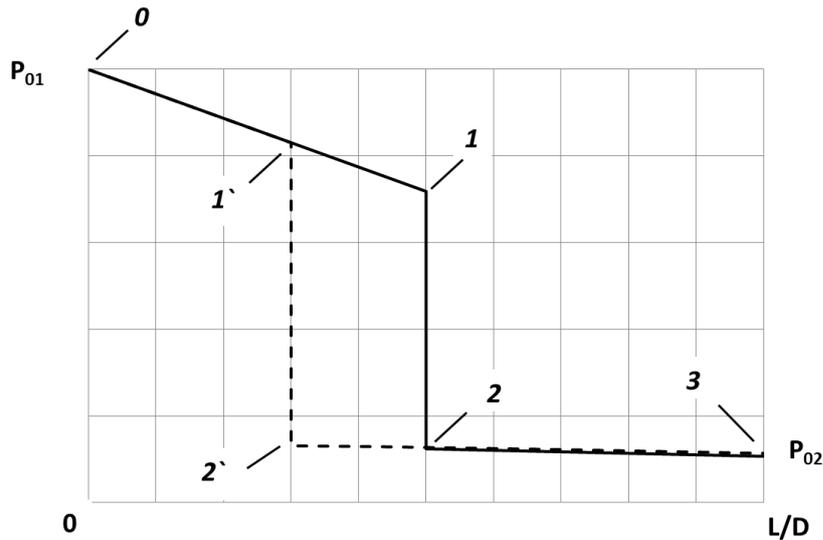


Рисунок 42. Схематичное падение полного давления в зависимости от положения псевдоскачка.

В данном схематичном представлении (рисунок 42) имеем участок сверхзвукового течения (0-1), участок псевдоскачка (1-2) и участок дозвукового течения (2-3). Увеличение длины канала должно привести к увеличению потерь на дозвуковом участке (2-3). При этом должны уменьшиться P_{02} и расход газа, который должен остаться постоянным. В этой ситуации головная часть псевдоскачка перемещается вперед ко входу. При этом уменьшается длина участка сверхзвукового течения (0-1') и потери полного давления на нем. Но растет число Маха перед псевдоскачком и потери полного давления на нем (1'-2'). Также растут потери на дозвуковом участке (2'-3). Однако, как показывают расчеты, сумма потерь полного давления на трех участках остается постоянной. Поэтому давления P_{02} остается постоянным.

Как было указано в главе 2 определение коэффициентов потерь полного давления остается сложной задачей. Согласно проведенным численным исследованиям можно определить коэффициенты потерь на каждом из участков. Для этого, согласно предложенному методу в п. 2.5. были получены значения коэффициентов потерь полного давления для канала $L/D=100$ при различном противодавлении и различном положении псевдоскачка. На рисунке 43 приведена

зависимость коэффициента потерь полного давления для различных участков потока от противодавления.

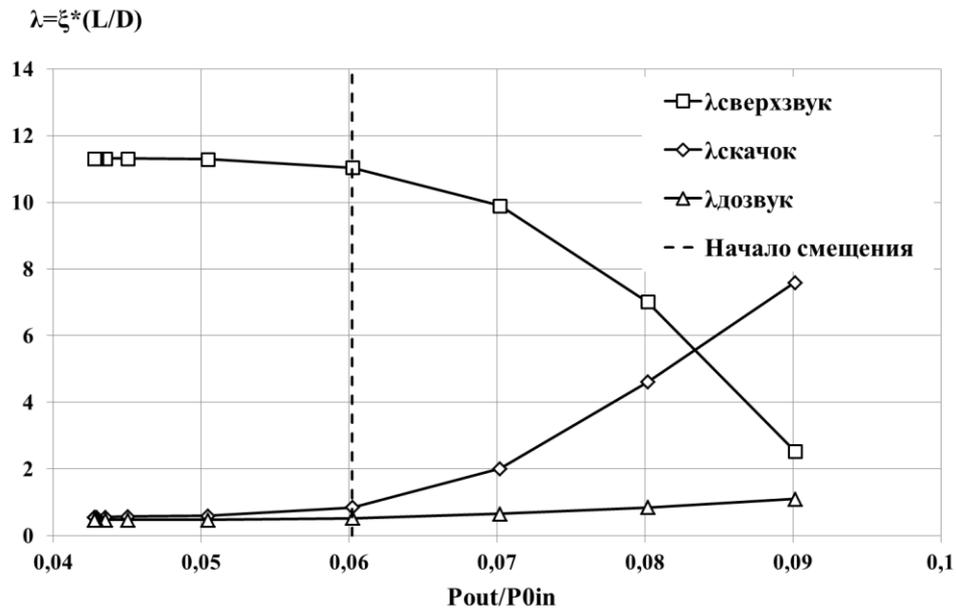


Рисунок 43. Коэффициенты потерь полного давления для различных участков потока.

Пунктирной линией отмечено давление, при котором псевдоскачок начинает смещаться. Видно, что при стационарном положении псевдоскачка коэффициент потерь полного давления для сверхзвуковой части потока значительно превышает значения для участка псевдоскачка и дозвуковой части потока. Суммарный коэффициент для всего канала ($\lambda=0,118$) полностью согласуется с полученными значениями коэффициента в экспериментах и расчетах (рисунок 31,37) и остается постоянным.

Как только псевдоскачок начинает смещаться из-за повышения противодавления, происходит перераспределение коэффициентов потерь полного давления и потери полного давления на псевдоскачке увеличиваются, при этом потери в дозвуковой части потока остаются постоянными. Этот рост можно объяснить тем, что при смещении псевдоскачка вверх по потоку потери полного давления на нем увеличиваются из-за роста числа Маха перед ним.

Как упоминалось в главе 1 псевдоскачок нельзя заменить одним прямым скачком уплотнения при одинаковых числах Маха перед ними. На рисунке 44

красными точками приведены значения отношения статических давлений на псевдоскачке к отношению давлений на прямом скачке уплотнения при одинаковом числе Маха, полученные в проведенных численных расчетах. Приведенные отношения статических давлений на псевдоскачке (п 1.3.2. рисунок 9) и значения полученные в расчетах показывают хорошее согласование.

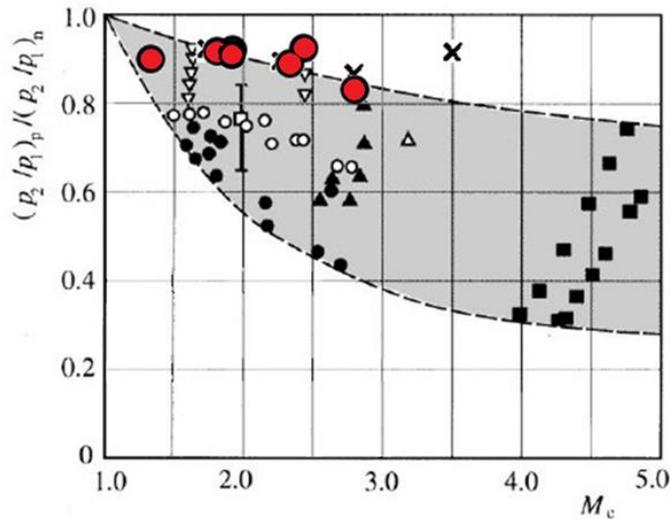


Рисунок 44. Отношение статических давлений через псевдоскачок и через прямой скачок уплотнения.

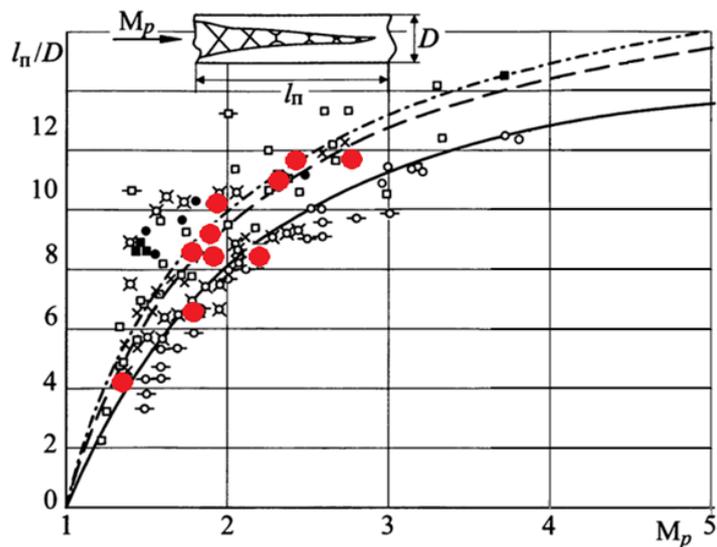


Рисунок 45. Безразмерная длина псевдоскачка в зависимости от числа Маха перед ним.

Также из проведенных экспериментальных исследований и численных расчетов были получены значения длины псевдоскачка. Полученные значения

приведены на рисунке 45 красными кружками. Видно, что полученные величины полностью согласуются с известными данными (рисунок 11).

Было проведено моделирование экспериментальных условий процесса торможения сверхзвукового потока с образованием псевдоскачка, приведенных в главе 2. Численное моделирование сверхзвукового потока в канале постоянного сечения показывает хорошее согласование с экспериментальными данными.

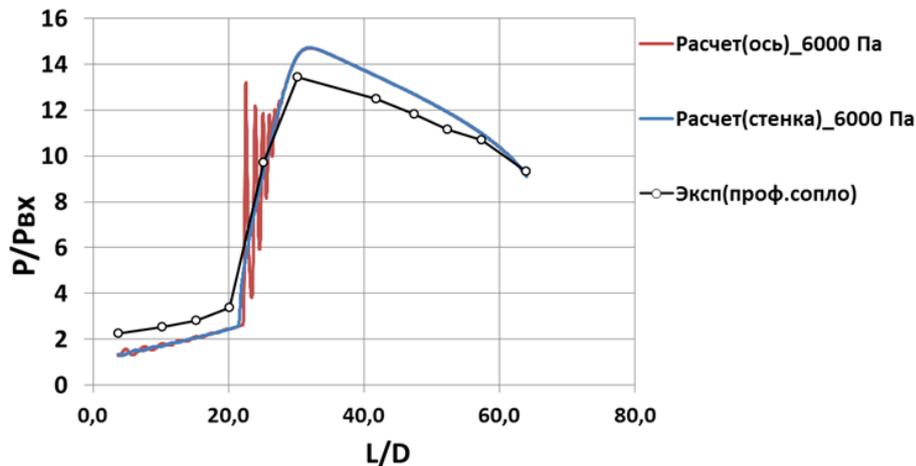


Рисунок 46. Сравнение результатов численного моделирования и экспериментальных данных.

На рисунке 46 приведено продольное распределение статического давления, на стенке канала, полученное экспериментально (точки) при давлении в вакуумной емкости 6000 Па, и сплошными линиями показаны величины, полученные в численном моделировании на стенке и оси канала. Граничные условия расчета соответствовали условиям эксперимента: начальное число Маха потока на входе в канал $M=3,76$; полное давление $P_0=0,1$ МПа; $T_0=300$ К. Давление в выходной области 6000 Па. Использовалась модель турбулентности $k-\omega SST$ с настройками по умолчанию.

Видно, что численное моделирование имеет хорошее согласование с экспериментальными данными. Длина псевдоскачка практически полностью совпадает с экспериментом. Уровень повышения давления незначительно отличается, однако это может быть вызвано редким расположением датчиков статического давления в эксперименте. Начальные значения статического

давления в расчете немного ниже, чем в эксперименте, так как в расчете не моделировался поток через сверхзвуковое сопло, и поток был равномерным по всему сечению канала. Таким образом, впервые обоснована методика расчета, с применением модели турбулентности $k-\omega$ SST с настройками по умолчанию, сверхзвукового течения в канале с образованием псевдоскачка в длинных каналах.

Выводы по Главе 3

Проведено численное моделирование вязкого сверхзвукового потока в канале. Впервые установлено, что при полностью сверхзвуковом потоке в канале повышение числа Маха потока приводит к увеличению коэффициента потерь полного давления. При численном моделировании получено образование псевдоскачка в длинном канале при отсутствии противодействия. Путем численного моделирования впервые подтверждено, что при повышении противодействия в выходной области псевдоскачок меняет положение в сторону входного сечения, что согласуется с экспериментальными данными. Путем численного моделирования подтверждено, что положение псевдоскачка в длинном канале ($L/D=100$) может оставаться постоянным в диапазоне противодействий до $P/P_0=0,05$. За счет перемещения псевдоскачка течение может выдерживать повышение давления на выходе от $P/P_0=0,05$ до $P/P_0=0,09$, что полностью согласуется с экспериментальными данными, что подтверждается сравнением численного моделирования и экспериментальных данных, показывающее согласование с высокой точностью.

Обоснована методика расчета с применением модели турбулентности $k-\omega$ SST, с настройками по умолчанию, которая может быть использована для моделирования вязкого сверхзвукового потока в канале, что подтверждается хорошим согласованием с экспериментальными данными.

Глава 4. Образование псевдоскачка в коротких диффузорах с большими углами раскрытия

Основная цель начального участка сжатия в высокоскоростном двигателе ЛА заключается в решении газодинамической задачи торможения набегающего потока до дозвуковых скоростей с минимальными потерями полного давления. Общеизвестно, что повышение давления на выходе проточного тракта может передаваться вверх по потоку и может вызывать уменьшение расхода воздуха и полного давления на входном участке сжатия, что нарушает режим работы двигателя и снижает его характеристики [94].

В классической постановке после начального сечения горла используется изолятор с углами расширения до 5° . В данной главе рассматривается возможность применения диффузоров с большими углами раскрытия (10° и 90°) для изоляции входа от повышения давления на выходе. Основные материалы, приводимые в данной главе, опубликованы автором в работах [88,89].

4.1. Взаимодействие входящего сверхзвукового потока и области повышения давления

Рассмотрим основные зависимости при повышении давления на выходе, которые могут оказывать воздействие на входной участок сжатия.

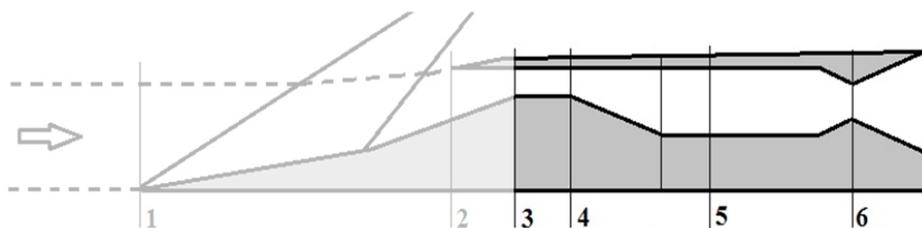


Рисунок 47. Схема высокоскоростного двигателя.

На рисунке 47 показана схема проточного тракта (канала), который включает: участок внешнего сжатия (1-2), участок внутреннего сжатия (2-3), горло с минимальной площадью поперечного сечения (3-4), диффузор (4-5), область повышения давления (5-6) и критическое сечение (6). На участках внешнего и внутреннего сжатия осуществляется сжатие и торможение захватываемого сверхзвукового потока. При этом в горле течение остается сверхзвуковым. Для перехода от сверхзвуковой скорости к дозвуковой используется расширяющийся диффузор (4-5), где располагается псевдоскачок, который представляет собой систему λ -образных скачков уплотнения. Далее дозвуковой поток поступает в область повышающегося давления (5-6) и вытекает в атмосферу через критическое сечение 6.

Проблему взаимодействия сверхзвукового потока в горле (3-4) и области повышения давления можно пояснить следующим образом [88]. Используя весьма упрощенный подход (одномерный поток, совершенный газ, отсутствие дополнительной массы топлива, постоянная площадь критического сечения), запишем уравнение сохранения расхода для сечений 4, 5 и 6. В рассматриваемой схеме расход воздуха, проходящего через горло (3-4), должен совпадать с расходом через критическое сечение (6).

$$G_4 = G_5 = G_6; G_4 = \frac{P_{04} \cdot F_4 \cdot q(M_4)}{\sqrt{T_{04}}}; G_5 = \frac{P_{05} \cdot F_5 \cdot q(M_5)}{\sqrt{T_{05}}}; G_6 = \frac{P_{06} \cdot F_6 \cdot q(M_6)}{\sqrt{T_{06}}} \quad (22)$$

На участке 4-5 при переходе через псевдоскачок полное давление потока уменьшается, а температура торможения остается постоянной ($T_{04} = T_{05}$).

$$q(M_5) = \frac{P_{04}}{P_{05}} \cdot \frac{F_4}{F_5} \cdot q(M_4) \quad (23)$$

На участке 5-6 происходит горение и повышение температуры потока. Полное давление при подводе тепла к дозвуковому потоку уменьшается не более чем на 15%, поэтому на этом участке можно считать, что полное давление здесь остается постоянным ($P_{05} = P_{06}$). В критическом сечении $M_6 = 1$ и, соответственно $q(M_6) = 1$.

$$q(M_5) = \frac{F_6}{F_5} \cdot \sqrt{\frac{T_{05}}{T_{06}}} \quad (24)$$

Отсюда:

$$\frac{P_{05}}{P_{04}} = \frac{P_{06}}{P_{04}} = \frac{F_4}{F_6} \cdot q(M_4) \cdot \sqrt{\frac{T_{06}}{T_{05}}} = C \cdot \sqrt{\frac{T_{06}}{T_{05}}} \quad (25)$$

Зависимость (25) для идеального газа показана на рисунке 45 при значении масштабирующего коэффициента $C = 0,4472$. Для определенности по оси X показаны абсолютные значения T_{06} , в предположении $T_{05} = 600$ К, что соответствует начальному потоку с числом Маха $M = 2,5$. Здесь же показана аналогичная зависимость для горения керосина в воздухе. Видно, что при максимально возможных значениях температуры T_{06} (до 3000 К) полное давление в камере повышения давления может увеличиться примерно в 2,5 раза [95] по сравнению с давлением при $T_{06} = 600$ К. Именно такое изменение полного давления должен обеспечивать диффузор для «изоляции» воздухозаборника.

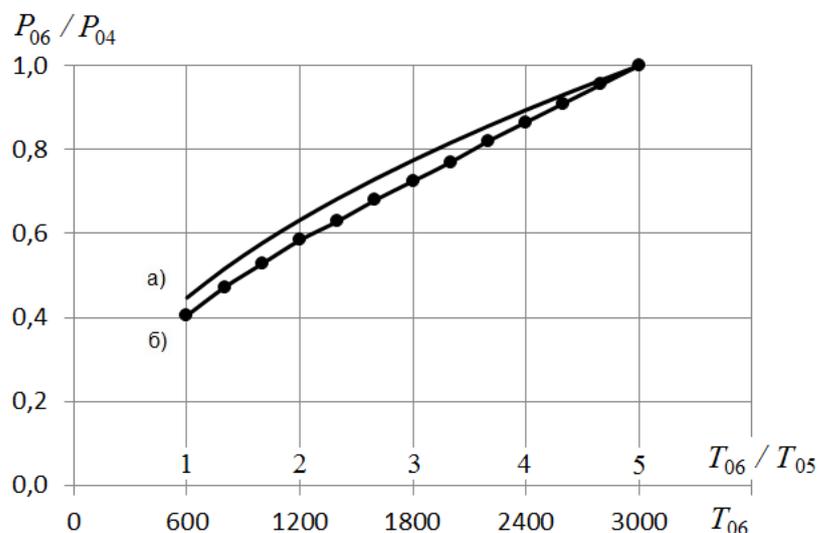


Рисунок 48. Изменение полного давления в критическом сечении канала постоянной площади в зависимости от изменения температуры.

Условные обозначения: а) - течение совершенного газа при $C_p/C_v = 1,4$; б) – продукты сгорания керосина ТС-1.

Далее рассматривается возможность применения диффузоров с большими углами раскрытия для перехода от сверхзвукового течения к дозвуковому и

изоляции горла от повышения давления, возникающего за счет геометрического или теплового дросселирования.

4.2. Геометрическое дросселирование течения в диффузоре

Для исследования были выбраны две осесимметричные конфигурации каналов, по аналогии с проточным трактом двигателя ЛА, состоящие из начального цилиндрического участка, имитирующего входной участок сжатия, конического диффузора с углами раскрытия 10° и 90° , цилиндрического участка и критического сечения. Данные углы выбраны ввиду того, что в классической постановке после горла размещается изолятор с углом расширения не более 5° . Именно поэтому были выбраны предельные углы расширения. При угле раскрытия 90° диффузор вырождается в уступ. Отношение площади поперечного сечения цилиндрического участка к площади поперечного сечения горла равно $F_5/F_4 = 4,0$ (рисунок 47). Схемы каналов и характерные относительные размеры приведены на рисунке 49а и 49б (модели 1 и 2).

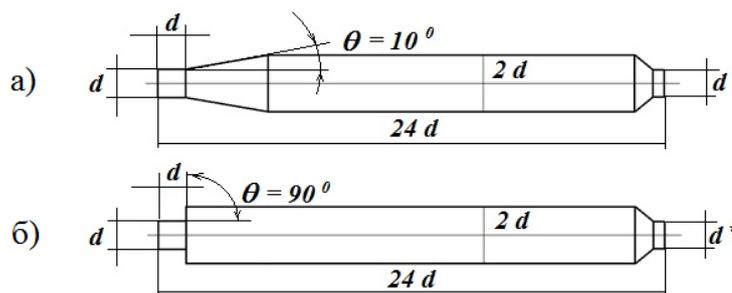


Рисунок 49. Модели каналов с геометрическим дросселированием.

Условные обозначения: а) угол раскрытия диффузора $\theta = 10^\circ$, (модель 1); б) угол раскрытия диффузора $\theta = 90^\circ$, (модель 2).

Ось X совпадает с осью симметрии моделей и направлена вниз по потоку, ось R направлена перпендикулярно к оси X , начало координат лежит в плоскости

передних кромок горла. Степень дросселирования определена как отношение площади критического сечения сопла F_6 к площади поперечного сечения горла F_4 . Степени дросселирования F_6/F_4 приведены в таблице 4.

4.3. Тепловое дросселирование течения в диффузоре

Рассмотрим возможность применения диффузоров с большими углами раскрытия для перехода от сверхзвукового течения к дозвуковому возникающего за счет теплоподвода в поток (тепловое дросселирование канала).

Для исследования были также выбраны две осесимметричные конфигурации каналов (рисунок 50), аналогичные геометрическому дросселированию. Модели 3, 4 состоят из начального цилиндрического участка длиной $L_c/d = 2$, имитирующего горло, диффузора длиной $L_d/d = 8,8$ с углами раскрытия 10° и 90° , цилиндрического участка длиной $L_c/d = 10$. Отличия конфигураций моделей 3, 4 от моделей 1, 2 заключается в отсутствии выходного критического сечения. При угле раскрытия 90° диффузор представляет собой цилиндр с уступом. Отношение площади поперечного сечения цилиндрического участка к площади поперечного сечения горла равно $F_5/F_4 = 4,0$. Схемы каналов и характерные относительные размеры и сечения приведены на рисунке 50а и 50б (модели 3 и 4). Ось X совпадает с осью симметрии моделей и направлена вниз по потоку, ось R направлена перпендикулярно к оси X , начало координат лежит в плоскости входа в горло.

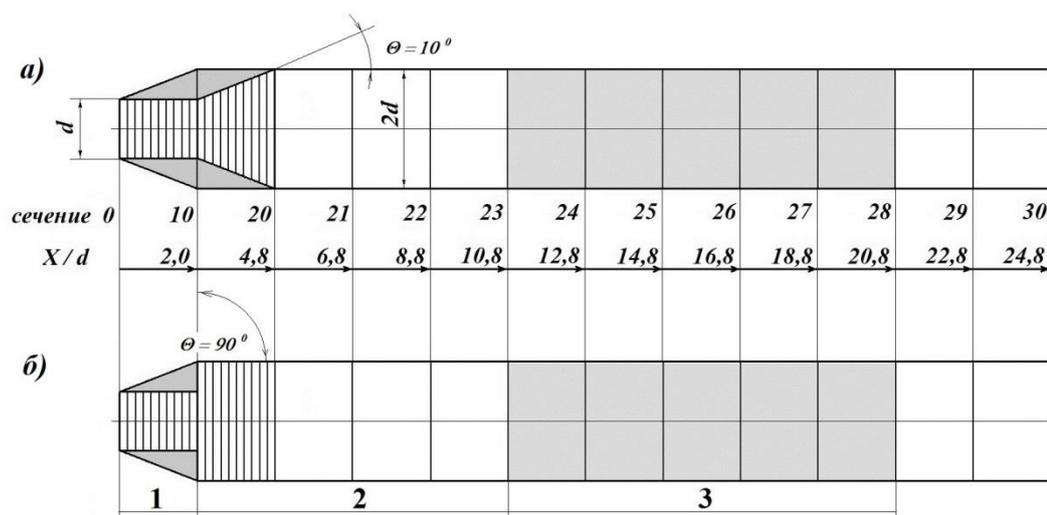


Рисунок 50. Модели исследованных каналов при тепловом дросселировании. Условные обозначения: а) угол раскрытия диффузора $\Theta = 10^\circ$ (модель 3); б) угол раскрытия диффузора $\Theta = 90^\circ$ (модель 4); 1 – горло воздухозаборника; 2 – диффузор; 3 – область теплоподвода.

4.4. Метод расчетов

Для изучения влияния различных видов воздействий на течение в диффузоре проведены численные расчеты вязкого течения в канале в программном комплексе ANSYS.

Трехмерные расчетные модели каналов строилась в программном комплексе САПР SolidWorks (рисунок 49, рисунок 50). Далее эта модель импортировалась во встроенный построитель расчетных сеток ANSYS Meshing.

Расчетная область ограничивалась плоскостью симметрии на нижней границе. Верхняя, правая и левая границы находятся на значительном удалении от модели. На левой входной границе задавались начальные условия в виде числа Маха и статического давления, на правой выходной – статическое давление и полная температура, соответствующие набегающему потоку. На стенках канала ставились условия прилипания (обращения в нуль компонент скорости). Стенки предполагались адиабатическими. В начальном этапе моделирования вся

расчетная область заполнялась потоком, соответствующим условиям в набегающем потоке. Расчеты производились в стационарной постановке [96].

Для реализации геометрического воздействия на течение в диффузоре в каждом варианте расчета в расчетной модели изменялось выходное критическое сечение F_6 (см. таблицу 4).

Для задания теплоподвода в модели канала создавалась отдельная область от сечения $X/d = 10,8$ до $X/d = 20,8$ (рисунок 50), в которой задавался равномерно распределенный по объему подвод энергии, в виде интенсивности теплообразования (величины приведены в таблице 5). Иными словами подвод тепла осуществлялся в виде добавки энтальпии, в канале постоянного сечения. Отношения энтальпий $I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}}$ соответствующие величине теплоподвода приведены в таблице 5.

Расчеты выполнялись путем интегрирования системы осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, описывающих пространственные течения вязкого сжимаемого газа с помощью постпроцессора ANSYS FLUENT. В качестве модели турбулентности была выбрана модель $k-\omega$ SST. Модель SST - гибридная модель, в пристеночной области используется $k-\omega$ модель турбулентности, во внешнем же потоке используется $k-\varepsilon$ модель. Расчет производился с использованием конечно-объемной схемы, основанной на решении уравнения для плотности (Density-Based).

Таблица 4. Рассчитанные варианты геометрического дросселирования

Соотношение площадей F_6/F_4										
№ варианта	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\theta = 10^\circ$	Выбитый скачок	0,99	1,35	1,72	2,06	2,21	2,36	2,56	2,70	4,0
$\theta = 90^\circ$	Выбитый скачок	0,99	-	1,68	2,00	2,22	2,40	2,61	-	4,0

Расчеты течения в каналах моделей 1 и 2 (рисунок 49) проведены при числе Маха потока перед горлом $M_3 = M_1 = 2$ (см. схему на рисунке 47), полном давлении $P_{03} = P_{01} = 0,5$ МПа и температуре торможения $T_{03} = T_{01} = 300$ К.

Расчеты течения в каналах моделей 3 и 4 (см. рисунок 50) проведены при числе Маха потока на входе в горло $M_3 = M_1 = 2$, полном давлении $P_{03} = P_{01} = 0,5$ МПа и температуре торможения $T_{03} = T_{01} = 300$ К для вариантов теплоподвода, указанных в таблице 5, где $I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}}$ – отношение энтальпии воздуха на выходе (сечение 30) и входе (сечение 0) канала, N – величина подводимой тепловой мощности. Теплоподвод осуществлялся равномерно по объему канала между сечениями $X/d = 10,8$ и $X/d = 20,8$ (см. рисунок 50).

Таблица 5. Рассчитанные варианты теплового дросселирования.

№ варианта	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
N , кВт	0	10	20	30	40	96	200	400	600	800	1000	1200
$I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}}$	1,0	1,09 5	1,19	1,28	1,38	1,91	2,91	4,83	6,74	8,66	10,5 7	12,49
P_0/P_{04} $\Theta=10^0$	0,7 67	0,76 2	0,74 5	0,75 5	0,76 2	0,25 3	0,31 8	0,41 7	0,49 6	0,56 3	0,62 6	0,668
P_0/P_{04} $\Theta=90^0$	0,2 95	0,29 5	0,27 9	0,19 9	0,20 8	0,25 7	0,32 3	0,39 5	0,49 7	0,55 9	0,61 8	0,641

4.5. Результаты расчета

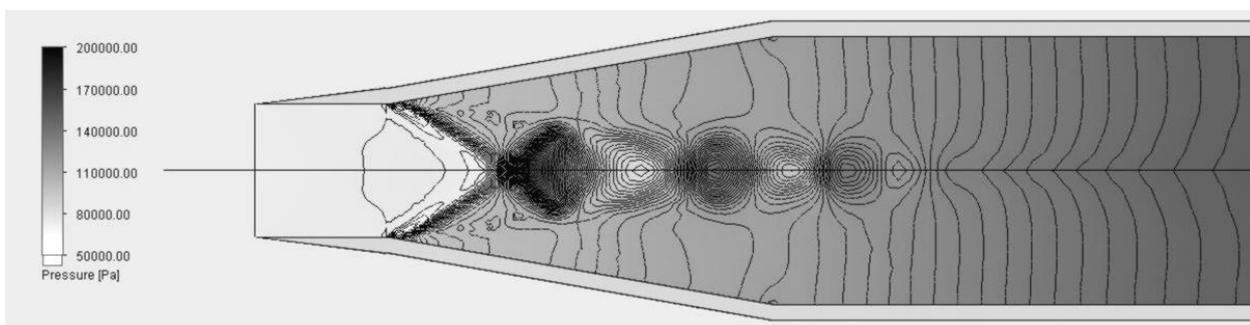
Полученные результаты далее рассмотрены с точки зрения выполнения основных функций диффузора:

- а) перевод сверхзвукового потока в дозвуковой;
- б) выравнивание потока перед входом в область повышения давления.

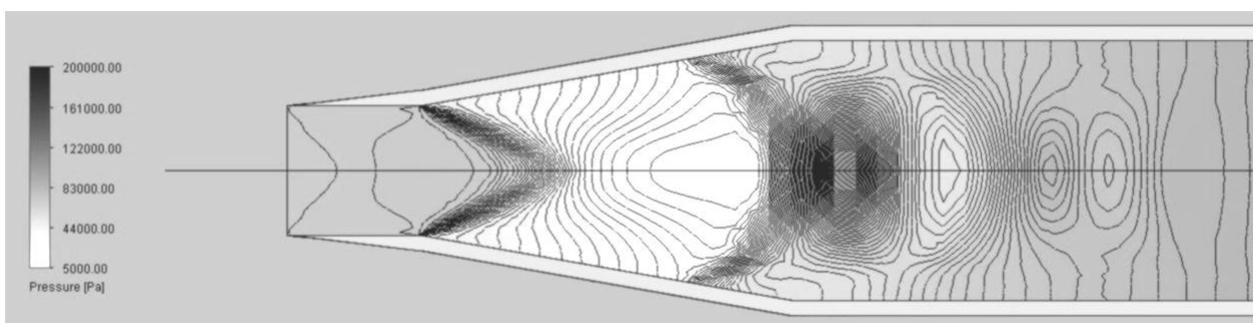
Во всех рассчитанных вариантах с дросселированием канала (от $F_6/F_4 = 0,99$ до $F_6/F_4 = 2,7$) переход к дозвуковому течению происходит в псевдоскачке. Без

дросселирования (при $F_6/F_4 = 4,0$) псевдоскачок не возникает и поток по всей длине канала остается сверхзвуковым.

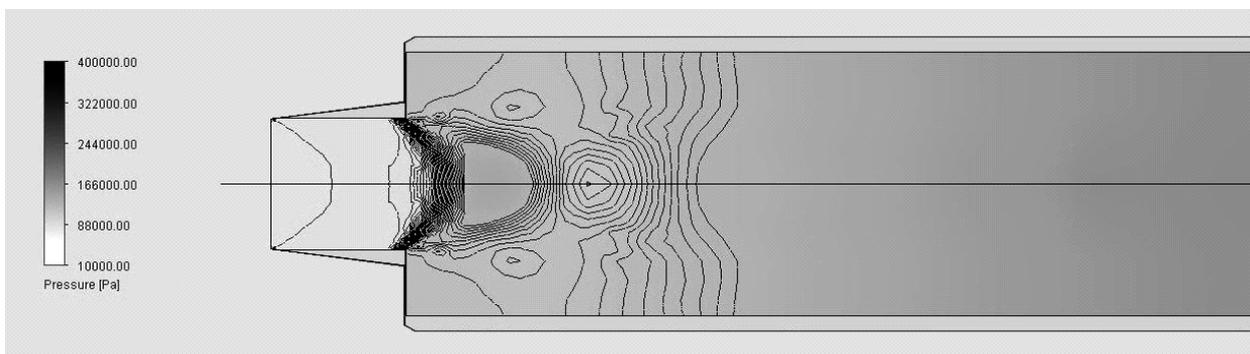
Для модели 1 при степени дросселирования $F_6/F_4 = 0,99$ головная часть псевдоскачка находится в горле (участок 3-4) вблизи его передних кромок. По мере увеличения F_6/F_4 псевдоскачок перемещается вниз по потоку. При $F_6/F_4 = 1,35$ головная часть еще остается в горле, а при $F_6/F_4 = 1,7$ она смещается в расширяющуюся часть диффузора (рисунок 51а). При $F_6/F_4 = 2,6$ головная часть псевдоскачка практически выходит из диффузора (рисунок 51б).



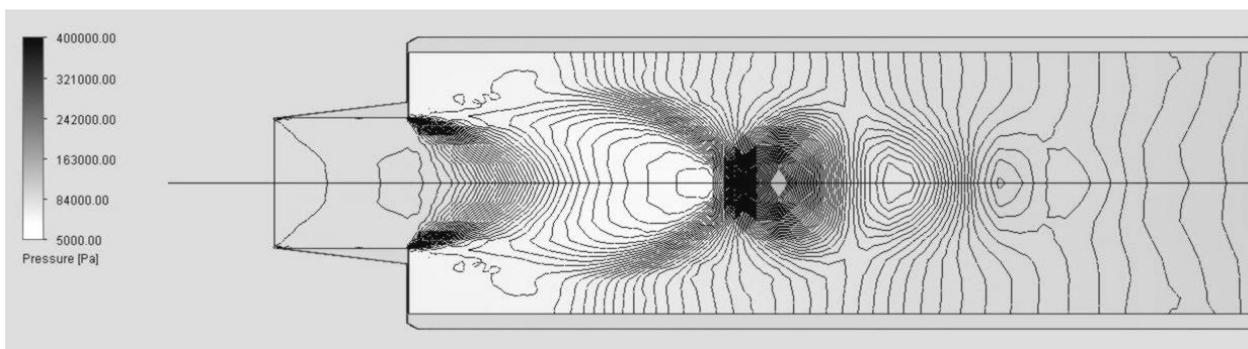
а)



б)



в)

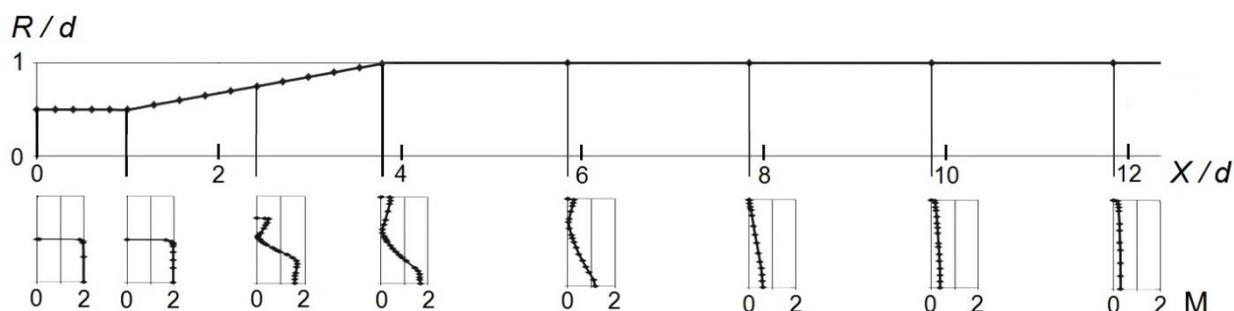


г)

Рисунок 51. Изобары течения в каналах рассматриваемых диффузоров при различной степени дросселирования.

Условные обозначения: а) $\Theta = 10^\circ$; $F_6/F_4 = 1,70$; б) $\Theta = 10^\circ$; $F_6/F_4 = 2,60$; в) $\Theta = 90^\circ$; $F_6/F_4 = 1,70$; г) $\Theta = 90^\circ$; $F_6/F_4 = 2,60$.

Для модели 2 ($\Theta = 90^\circ$) течение фактически представляет собой истечение сверхзвуковой струи в ограниченное пространство канала. Переход в дозвуковое течение здесь происходит также в псевдоскачке, головной частью которого является система «висячий скачок – диск Маха» после которого образуется дозвуковая зона с резким уменьшением полного давления [93]. Как и в модели 1, при степени дросселирования $F_6/F_4 = 0,99$ головная часть псевдоскачка в модели 2 также находится вблизи передних кромок горла, а при значениях $F_6/F_4 > 1,7$ псевдоскачок смещается вниз по потоку за уступ (рисунок 51в, 51г).



а)

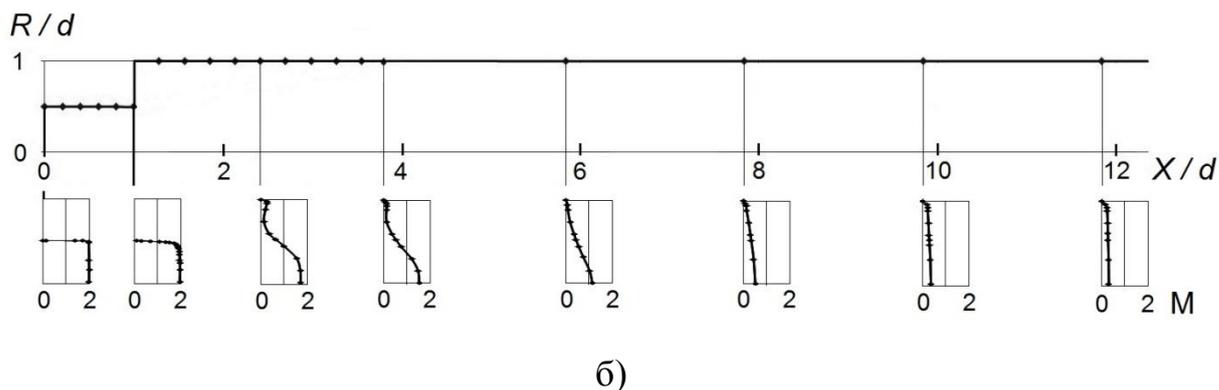


Рисунок 52. Профили числа Маха в поперечных сечениях каналов при $F_6/F_4 = 1,7$.
Условные обозначения: а) $\Theta = 10^\circ$; (модель 1); б) $\Theta = 90^\circ$, (модель 2).

На рисунке 52а и 52б представлены профили чисел Маха в сечениях по длине каналов 1 и 2 для $F_6/F_4 = 1,7$. Неравномерность профилей чисел Маха наблюдается на участках от входа в диффузор $X/d \approx 1$ до сечения $X/d \approx 10$. При $X/d > 10$ исключение составляет лишь неравномерность вблизи стенок каналов, связанная с наличием пограничного слоя. Такой же вывод справедлив для M , P_0/P_{04} и P/P_4 во всем диапазоне рассмотренных в работе соотношений F_6/F_4 .

Сравнение распределения по длине канала среднemasсовых газодинамических параметров P/P_4 , P_0/P_{04} для различных углов раскрытия диффузора ($\Theta = 10^\circ$, $\Theta = 90^\circ$) показало, что различия значений параметров наблюдаются только на участке от входа в диффузоры до сечения $X/d < 7$. При $X/d \geq 7$ газодинамические параметры потока практически не отличаются. Это означает, что необходимая длина диффузоров с большими углами раскрытия слабо зависит от их величин [97].

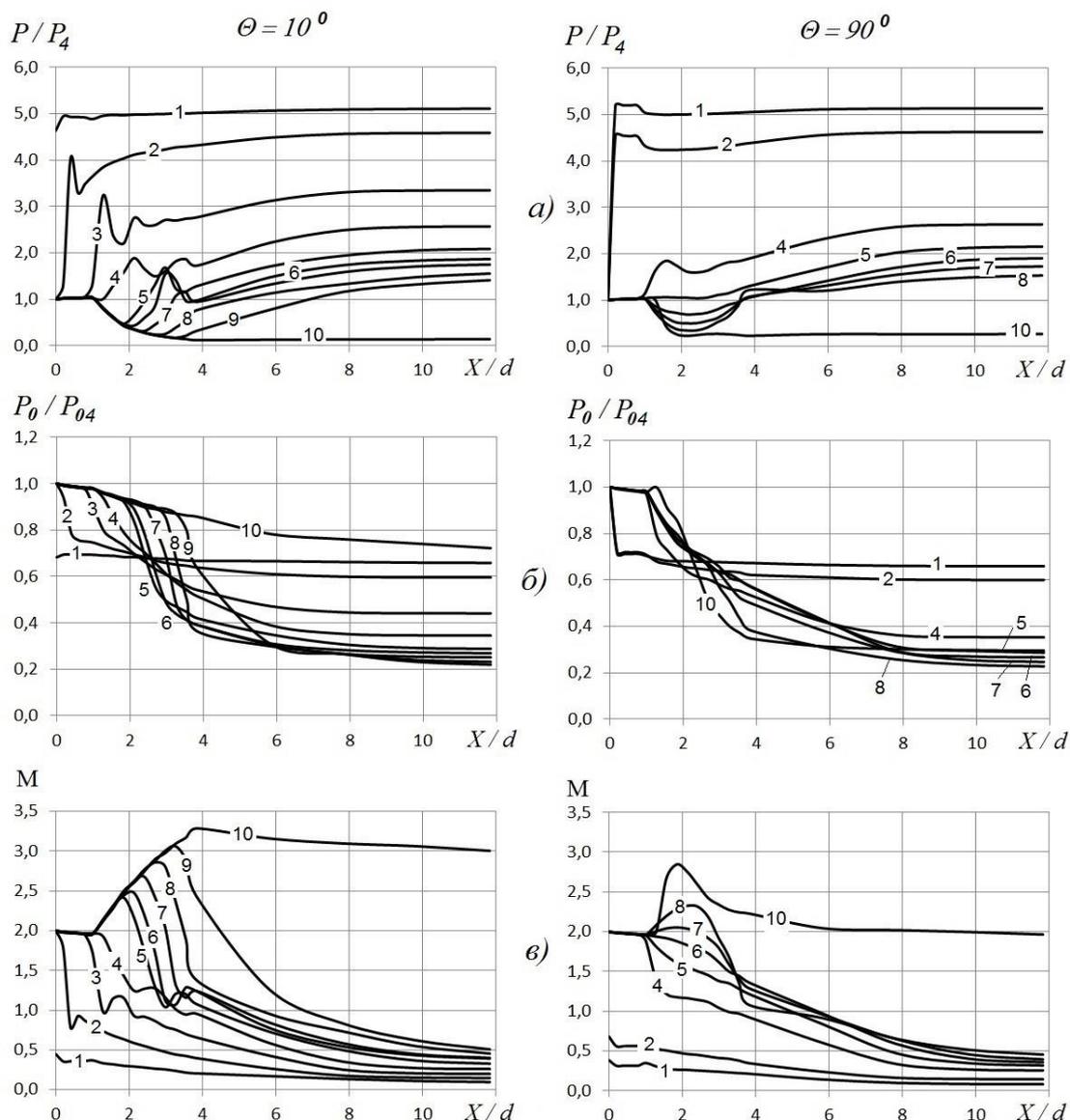


Рисунок 53. Распределение по длине канала среднemasовых параметров при различной степени дросселирования выходного сечения (цифрами указан вариант расчета в соответствии с таблицей 1).

На рисунке. 53 показано распределение среднemasовых параметров P/P_4 , P_0/P_{04} , M в поперечных сечениях каналов моделей 1 и 2 при различной степени дросселирования. Полученные распределения параметров являются характерными для течений в каналах со сверхзвуковым втеканием и противодавлением [67]. На рисунке 53 видно, что для всех рассмотренных вариантов поток становится дозвуковым до сечения $X/d = 8$, после которого все параметры остаются практически постоянными по длине. Это означает, что на

длине $X/d \leq 8$ все функции диффузора выполнены – состоялись переход к дозвуковому течению и выравнивание потока. Полученная длина диффузора существенно меньше, чем требуемая длина ($X/d = 20 \div 30$) у цилиндрических или слабо расширяющихся изоляторов[90].

Выше было показано, что полное давление в камере сгорания может увеличиться примерно в 2,5 раза. Именно такое изменение полного давления должен компенсировать диффузор для изоляции влияния зоны повышения давления на течение в горле воздухозаборника.

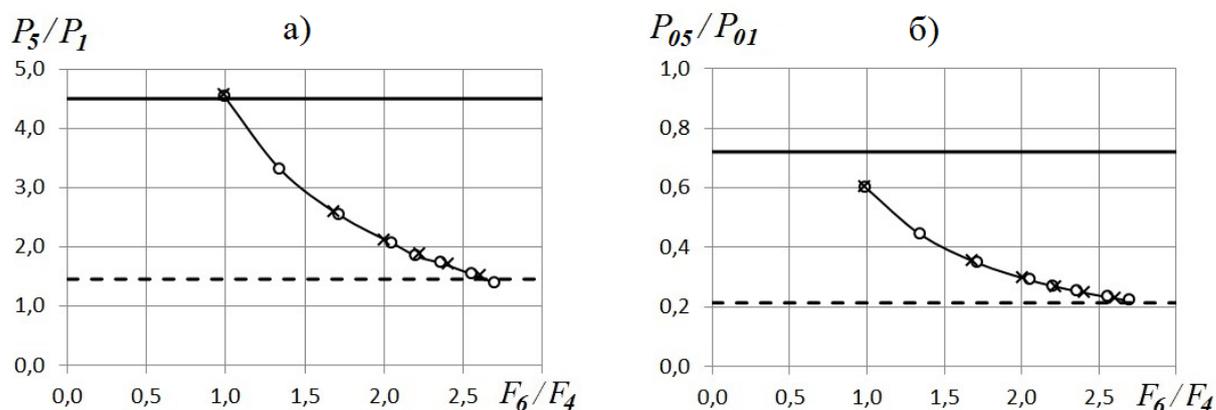
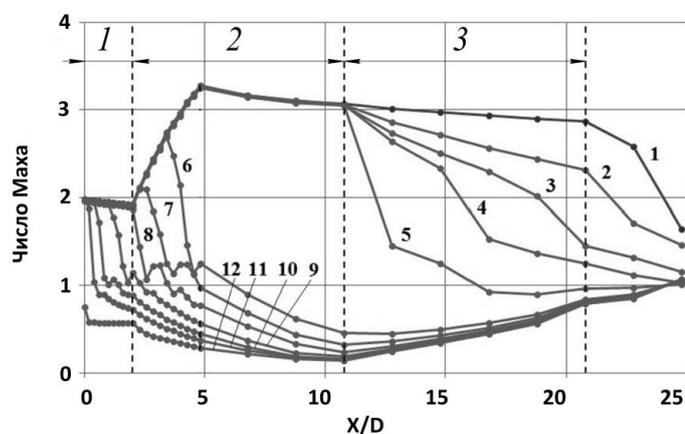


Рисунок 54. Изменение статического давления (а) и полного давления (б) в сечении $X/d = 12$ при дросселировании: сплошная линия – давление за прямым скачком при $M = 2$; пунктирная линия – давление за прямым скачком при $M = 3,5$.
 круги- $\theta = 10^\circ$
 крестики - $\theta = 90^\circ$

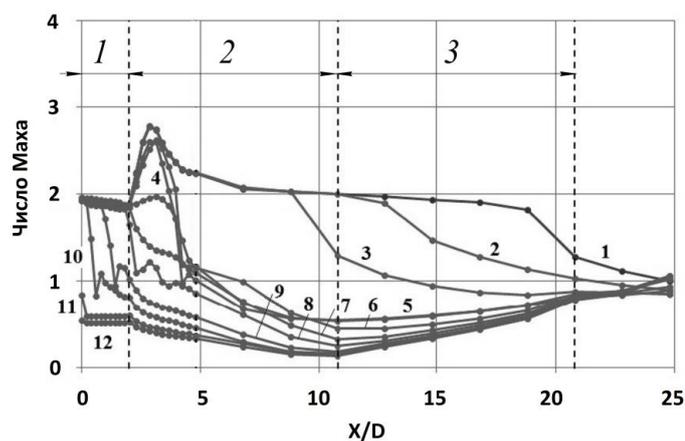
На рисунке 54 представлены результаты расчетов полных и статических давлений на входе в зону повышения давления (ориентировочно $X/d = 12$) в зависимости от степени дросселирования F_6/F_4 для моделей 1 и 2. Здесь указаны также значения относительного статического (рисунок 54а) и полного (рисунок 54б) давлений за прямым скачком уплотнения для чисел $M = 2$ и $3,5$, которые соответствуют значениям числа Маха либо перед псевдоскачком в горле, либо на входе в область повышения давления. Видно, что рассматриваемые диффузоры обеспечивают изменение полного давления примерно в 3 раза без нарушения

течения на входе в горло воздухозаборника. Более того, эти зависимости для обеих моделей представляют единую кривую, и, следовательно, не зависят от угла раскрытия диффузоров в диапазоне изменения $\Theta = 10^\circ \div 90^\circ$.

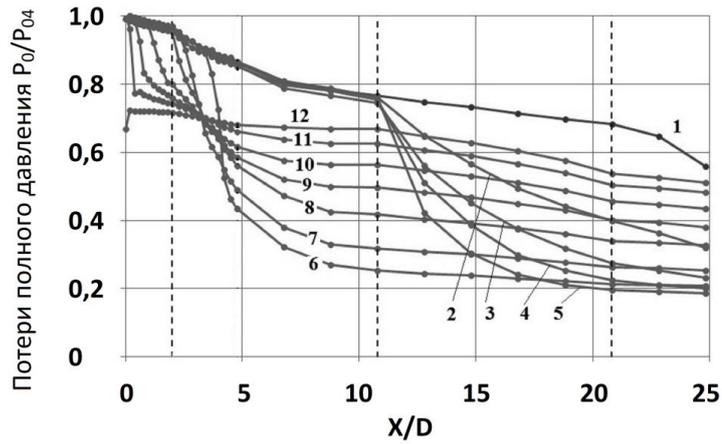
Распределение среднемассовых параметров течения по длине каналов для различных значений теплоподвода показано на рисунке 55. На рисунке 55а и 55б приведены распределения по длине канала среднемассовых величин чисел Маха, а на рисунке 55в и 55г – потери полного давления в канале P_0/P_{04} для различных значений теплоподвода (цифрами в таблице 5 указаны варианты расчета и соответствующие величины $I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}}$).



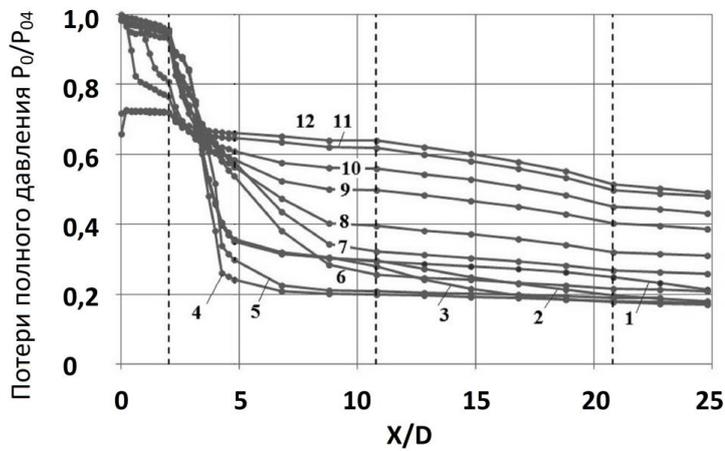
а)



б)



в)



г)

Рисунок 55. Распределение по длине каналов среднемассовых параметров течения для различного теплоподвода.

Условные обозначения: 1 – горло воздухозаборника, 2 – диффузор, 3 – область повышения давления (а, в – модель 3, $\Theta = 10^\circ$; б, г – модель 4, $\Theta = 90^\circ$, цифрами 1 - 12 указан вариант расчета в соответствии с таблицей 5).

Видно, что для модели 3 ($\Theta = 10^\circ$) при отсутствии теплоподвода ($I_{0\text{вых}} = I_{0\text{вх}}$) псевдоскачок не возникает и поток по всей длине канала остается сверхзвуковым (кривая 1 на рисунке 55 а). По мере увеличения теплоподвода число Маха и полное давление уменьшаются в области подвода тепла (кривые 2, 3, 4), однако, течение остается сверхзвуковым. При $I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}} = 1,38$ (кривая 5 на рисунке 55а) течение на входе в область повышения давления сверхзвуковое, а в самой области наблюдается дозвуковая зона, то есть возникает псевдоскачок. При дальнейшем

увеличении теплоподвода число Маха продолжает уменьшаться и становится дозвуковым на входе в зону повышения давления. При этом головная часть псевдоскачка плавно перемещается навстречу потоку и при $I_{0\text{ВЫХ}}/I_{0\text{ВХ}} = 6,74$ находится в горле канала (кривая 9 на рисунке 55а), а при $I_{0\text{ВЫХ}}/I_{0\text{ВХ}} = 10,57$ - вблизи входа в горло (кривая 11). Следующий вариант расчета ($I_{0\text{ВЫХ}}/I_{0\text{ВХ}} = 12,49$) показывает, что появилась выбитая головная волна (кривая 12). Это означает нарушение расчетного режима течения в воздухозаборнике, при этом течение вдоль всего канала дозвуковое. Диапазон изменения отношения полных давлений P_0/P_{04} в сечении 23, при котором псевдоскачок находится в канале, составляет $0,22 \div 0,63$, при этом отношение P_0/P_{04} возрастает с увеличением теплоподвода. То есть рассмотренный диффузор с углом раскрытия $\Theta = 10^\circ$ допускает изменение полного давления в 2,86 раза, которое не передается в горло и не оказывает влияния на работу воздухозаборника.

Для модели 4 ($\Theta = 90^\circ$) при отсутствии теплоподвода ($I_{0\text{ВЫХ}} = I_{0\text{ВХ}}$) поток по всей длине канала остается также сверхзвуковым (кривая 1 на рисунке 55б), однако, число Маха на значительной части длины канала близко к числу Маха в горле канала (равно примерно двум), в отличие от течения в модели 3. По мере увеличения теплоподвода число Маха и полное давление уменьшаются в области подвода тепла (кривые 2, 3 на рисунке 55б), однако, течение остается сверхзвуковым на входе в сечении 23. При $I_{0\text{ВЫХ}}/I_{0\text{ВХ}} = 1,28$ и $1,38$ наблюдается струйный характер течения вниз по потоку за выходом из горла с образованием всяческого скачка уплотнения и диска Маха (кривые 4 и 5 на рисунке 55б). Диск Маха в данном случае по существу является головной частью псевдоскачка, в котором, как известно, происходит переход сверхзвукового течения в дозвуковое. При дальнейшем росте теплоподвода псевдоскачок продолжает перемещаться навстречу потоку. При $I_{0\text{ВЫХ}}/I_{0\text{ВХ}} = 6,74$ головная часть псевдоскачка находится в горле канала (кривая 9), а при $I_{0\text{ВЫХ}}/I_{0\text{ВХ}} = 8,66$ - вблизи входа в горло (кривая 10). Следующий вариант расчета ($I_{0\text{ВЫХ}}/I_{0\text{ВХ}} = 10,57$) показывает, что появилась выбитая головная волна (кривая 11). Это свидетельствует о нарушении расчетного режима течения в воздухозаборнике. Таким образом, для модели 4 диапазон изменения

полного давления в сечении 23 составляет $0,20 \div 0,55$. То есть рассмотренный диффузор с углом раскрытия $\Theta = 90^\circ$ допускает изменение полного давления в камере сгорания в 2,7 раза.

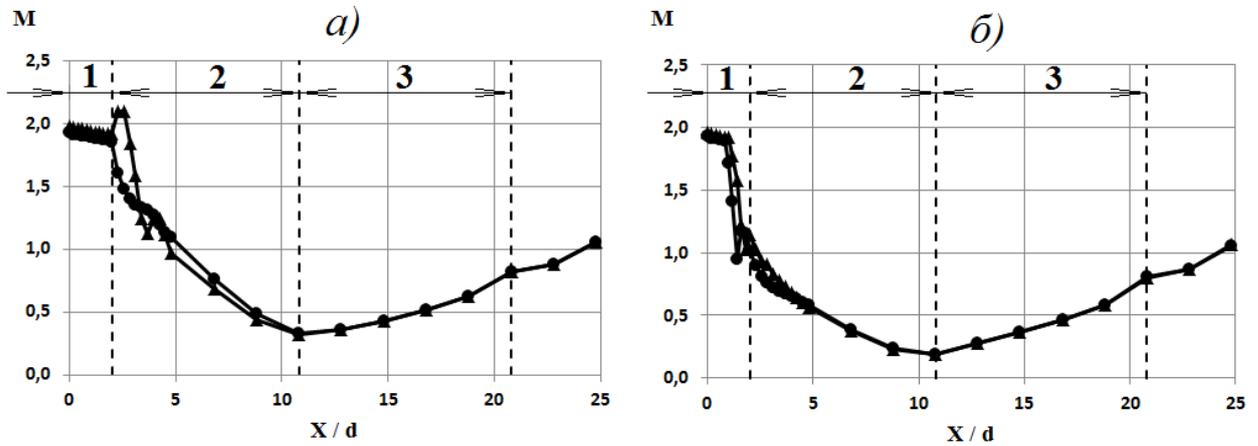


Рисунок 56. Распределение по длине среднемассовых чисел M для различных значений теплоподвода.

Условные обозначения: а) $I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}} = 2,91$; б) $I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}} = 6,74$; $\Theta = 10^\circ$ - кружочки; $\Theta = 90^\circ$ - треугольники. 1 – горло воздухозаборника, 2 – диффузор, 3 – область повышения давления.

Аналогично геометрическому дросселированию, результаты расчетов для теплового дросселирования показали, что среднемассовые газодинамические параметры потока P/P_4 , P_0/P_{04} , M (рисунок 56) имеют отличия в распределениях по длине каналов в зависимости от Θ только на участке от входа в диффузор до сечения $X/d < 10$, при $X/d \geq 10$ они практически совпадают. Таким образом параметры потока на выходе из диффузора в широком диапазоне $I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}}$ не зависят от угла раскрытия Θ . Величины потерь полного давления P_0/P_{04} в сечении 23 для $\Theta = 10^\circ$ и $\Theta = 90^\circ$ при $I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}} \geq 1,9$ близки для обеих моделей (см. таблица 5), что говорит о независимости потерь полного давления от угла раскрытия диффузора.

4.6. Сравнение геометрического и теплового дросселирования течения в канале

Полагая, что эффект теплового воздействия на поток может быть аналогичным эффекту геометрического воздействия (близости или даже совпадению основных параметров течения), сопоставим параметры течения на входе в область повышения давления (в сечении 23). Для этого на рисунке 57а представлена зависимость степени геометрического дросселирования F_6/F_4 (отношение площади критического сечения к площади поперечного сечения горла) от потерь полного давления P_0/P_{04} в сечении 23. На рисунке 57б приведена зависимость теплоподвода $I_{0\text{ВЫХ}}/I_{0\text{ВХ}}$ также от потерь полного давления. Из сравнения этих рисунков видна связь между величинами теплового и геометрического воздействий на течение в канале в параметрическом виде, где параметром являются потери полного давления.

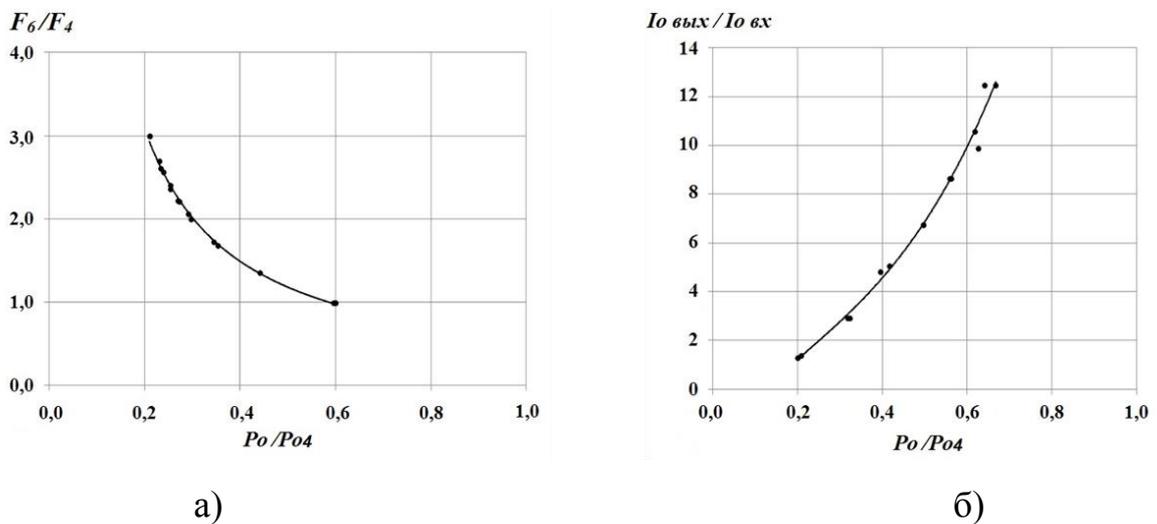


Рисунок 57. Связь теплового $I_{0\text{ВЫХ}}/I_{0\text{ВХ}}$ и геометрического F_6/F_4 воздействий с потерями полного давления.

Исключив этот параметр, получаем представленную на рисунке 58 (кривая 1) связь между воздействиями $I_{0\text{ВЫХ}}/I_{0\text{ВХ}}$ и F_6/F_4 , приводящими к одинаковому результату. По характеру кривой 1 видно, что такая зависимость может быть описана гиперболической функцией. Представим аппроксимирующую

зависимость в виде:

$$\frac{I_{0\text{вых}}}{I_{0\text{вх}}} = \frac{k}{(F_c / F_2)^2} \quad (26)$$

где: k – коэффициент пропорциональности, определяемый из условия выполнения равенства (2) в произвольной точке кривой 1. На рисунке 58 нанесена аппроксимирующая кривая 2, вычисленная по формуле (26) при $k = 10$.

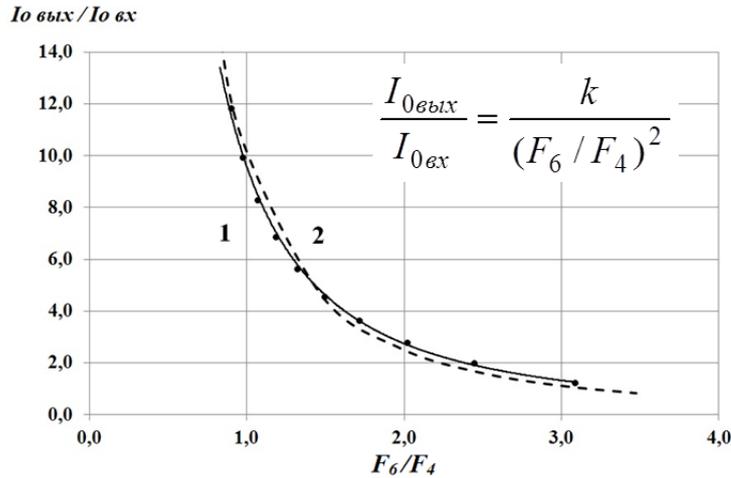


Рисунок 58. Взаимосвязь теплового $I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}}$ и геометрического F_6/F_4 воздействий при одинаковых потерях полного давления.

Формула (26) может быть использована для определения взаимного соответствия величин $I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}}$ и F_6/F_4 , при которых различные воздействия создают одинаковые потери полного давления в канале. На рисунке 59 приведено сравнение распределений полного давления при геометрическом воздействии $F_6/F_4 = 2,0$ и тепловом воздействии $I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}} = 2,91$ в канале (модель 2, 4, $\theta = 90^\circ$).

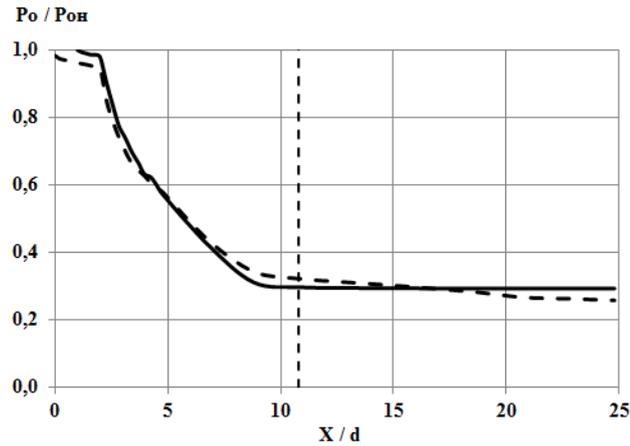


Рисунок 59. Распределение по длине каналов среднemasсовых значений полного давления при тепловом (пунктирная кривая) и геометрическом (сплошная кривая) воздействиях.

Графики показывают, что распределения полного давления, начиная от входа в горло вплоть до области повышения давления (сечение 23) практически одинаковы при подборе соответствующих величин теплового и геометрического воздействий по формуле (26).

Таким образом, впервые установлено соотношение между геометрическим и тепловым дросселированием для псевдоскачкового режима течения в диффузорах с большими углами раскрытия. Использование полученного соотношения позволит проводить соответствие между видами воздействия при проведении экспериментальных и численных исследований.

Выводы по Главе 4

Путем численного моделирования были исследованы особенности течения в моделях диффузоров с большими углами расширения, включающих горло воздухозаборника, диффузор и область повышения давления. Модели различались углами раскрытия диффузоров $\Theta = 10^\circ$ и 90° . Выполнено две серии расчетов при числе Маха на входе в горло $M_1 = 2$, полном давлении $P_{01} = 500000$

Па и температуре торможения $T_{01} = 300$ К. В первой серии варьировалась степень дросселирования каналов в диапазоне от $F_0/F_4 = 0,99$ до $F_0/F_4 = 4,0$. Во второй – варьировался относительный теплоподвод в области проточной части в диапазоне $I_{0\text{вых}}/I_{0\text{вх}} = 1 \div 12,49$.

Результаты исследования показали, что оба изолированных воздействия оказывают схожее влияние на характеристики течения в диффузоре (потери полного давления, статическое давление, числа Маха). Таким образом установлено, что:

1. При отсутствии воздействий по всей длине каналов течение сверхзвуковое (псевдоскачка нет).

2. По мере увеличения степени дросселирования, или теплоподвода в диффузоре возникает псевдоскачок, в котором переводит переход от сверхзвукового течения в дозвуковое. При этом головная часть псевдоскачка перемещается против течения, входит в диффузор, затем в цилиндрическую часть горла и выходит за его пределы (возникает выбитая головная волна).

3. Для обоих воздействий течение в диффузоре с углом раскрытия $\Theta = 10^\circ$ соответствует псевдоскачковому режиму течения с отрывными зонами в пограничном слое, течение в диффузоре с углом раскрытия $\Theta = 90^\circ$ соответствует струйному течению в канале.

4. Впервые показано, что для обоих видов воздействий различия газодинамических величин (потерь полного давления, статического давления, чисел Маха) у двух моделей с различными углами раскрытия ($\Theta = 10^\circ$ и 90°) на входе в область повышенного давления незначительны.

5. Впервые показано, что рассмотренные диффузоры с большими углами раскрытия ($\Theta = 10^\circ$ и 90°) для обоих видов воздействий:

а) допускают изменение полного давления в $2,7 \div 3$ раза, которое не передается навстречу потока за пределы горла и не оказывает влияния на работу воздухозаборника, тем самым обеспечивая возможность авторегулирования полного давления;

б) имеют относительные длины диффузоров $L_d/d = 8 \div 9$ калибров, значительно меньшие, чем у диффузоров с углами раскрытия $\Theta = 1^\circ \div 4^\circ$ (не менее 16 калибров);

6. По результатам расчетов впервые установлено соотношение между тепловым воздействием и геометрическим воздействием на течение в канале, при соблюдении которого потери полного давления в диффузоре совпадают или отличаются незначительно.

Заключение

Проведено экспериментальное и численное исследование процесса торможения сверхзвукового потока в цилиндрических каналах. Получены новые представления об устойчивом положении и образовании псевдоскачка. На основании полученных экспериментальных данных и результатов численного моделирования можно сделать следующие заключения:

1. Впервые экспериментально установлено, что в длинных каналах ($L/D \geq 64$) псевдоскачок образовывается внутри канала при отсутствии противодействия.

2. Впервые экспериментально подтверждено, что увеличение длины канала или противодействия на выходе приводит к смещению псевдоскачка вверх по потоку, а увеличение начального числа Маха потока приводит к смещению псевдоскачка вниз по потоку, при этом суммарные потери полного давления не зависят от положения псевдоскачка.

3. Впервые установлено, что в определенном диапазоне противодействий псевдоскачок в длинных каналах ($L/D \geq 64$) занимает фиксированное положение.

4. Впервые экспериментально установлено, что при сверхзвуковых режимах втекания в канал сверхзвуковой поток в длинных ($L/D \geq 64$) и коротких ($L/D \leq 32$) каналах может выдерживать повышение противодействия до 80% и 35%, соответственно, не нарушая режим втекания.

5. Предложено оценивать потери на трение для сверхзвукового потока в цилиндрическом канале по потерям полного давления.

6. Впервые получено, что диффузоры с большими углами раскрытия ($\Theta = 10^\circ$ и 90°) значительно снижают длину псевдоскачка до $L/D = 4 - 6$.

7. Впервые установлено, что диффузоры с большими углами раскрытия ($\Theta \geq 100$) допускают повышение полного давления на выходе до 300% не нарушая режима втекания.

8. Впервые получено соотношение между тепловым и геометрическим дросселированием, создающими одинаковые потери полного давления в канале для диффузоров с большими углами расширения.

Список литературы

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 p.
2. Седов Л.И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1976. 536 p.
3. Neumann E.P., Lustwerk F. High-Efficiency Supersonic Diffusers // J. Aeronaut. Sci. 1951. Vol. 18, № 6. P. 369–374.
4. Neumann E.P., Lustwerk F. Supersonic diffusers for wind tunnels // J. Appl. Mech. 1969. Vol. 16, № 2. P. 195–202.
5. Гурылев В.Г., Елисеев С.Н. К теории «Псевдоскачка» на входном участке канала // Ученые записки ЦАГИ. 1972. Vol. 3, № 3. P. 25–35.
6. Lukasiewicz J. Diffusers for Supersonic Wind Tunnels // J. Aeronaut. Sci. 1953. Vol. 20, № 9. P. 617–626.
7. Shapiro A.H. The Dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow / by Ascher H. Shapiro. // New York. 1954.
8. Tamaki T., Tomita Y., Yamane R. A Study of Pseudo-Shock : 1st Report, λ -Type Pseudo-Shock // Bull. JSME. 1970. Vol. 13, № 55. P. 51–58.
9. Mateer G.G., Viegas J.R. Mach and Reynolds number effects on a shock-wave/boundary-layer interaction // AIAA J. 1980. Vol. 18, № 8. P. 1016–1108.
10. Ikui T., Matsuo K., Sasaguchi K. Modified Diffusion Model of Pseudo-Shock Waves Considering Upstream Boundary Layers // Bull. JSME. 1981. Vol. 24, № 197. P. 1920–1927.
11. Om D., Childs M.E. Multiple transonic shock-wave/turbulent boundary-layer interaction in a circular duct // AIAA J. 1985. Vol. 23, № 10. P. 1506–1511.
12. Ktalkherman M.G., Mal'kov V.M., Ruban N.A. Slowing down of a supersonic flow in a rectangular channel of constant cross section // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 1984. Vol. 25, № 6. P. 854–862.
13. Sugiyama H. et al. Multiple shock wave and turbulent boundary layer interaction in a rectangular duct // 16th International Symposium on Shock Tubes and Waves. 1987. P. 185–191.

14. Arai T. et al. Internal structure of pseudo-shock waves in a square duct // 17th International Symposium on Shock Waves and Shock Tubes / ed. Kim Y.M. Lehigh University, 1990. P. 850–855.
15. Sugiyama H. et al. Three-dimensional structure of pseudo-shock waves in a rectangular duct // Shock Waves. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1992. P. 631–636.
16. Carroll B.F., Dutton J.C. Characteristics of multiple shock wave/turbulent boundary-layer interactions in rectangular ducts // J. Propuls. Power. 1990. Vol. 6, № 2. P. 186–193.
17. Carroll B.F., Dutton J.C. Turbulence phenomena in a multiple normal shock wave/turbulent boundary-layer interaction // AIAA J. 1992. Vol. 30, № 1. P. 43–48.
18. Carroll B.F., Dutton J.C. Multiple normal shock wave/turbulent boundary-layer interactions // J. Propuls. Power. 1992. Vol. 8, № 2. P. 441–448.
19. Tamaki T., Tomita Y., Yamane R. A Study of Pseudo-Shock : 2nd Report, X-Type Pseudo-Shock // Bull. JSME. 1971. Vol. 14, № 74. P. 807–817.
20. McCormick D.C. Shock/boundary-layer interaction control with vortex generators and passive cavity // AIAA J. 1993. Vol. 31, № 1. P. 91–96.
21. Sugiyama H. et al. Structure of multiple shock-wave/turbulent boundary-layer interactions in a rectangular duct // Proceedings of the 20th International Symposium on Shock Waves. 1995.
22. Nill L., Mattick A. An experimental study of shock structure in a normal shock train // 34th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1996.
23. Sugiyama H., Arai T., Uno N. Structure and turbulence phenomena of multiple shock wave/turbulent boundary layer interaction in a supersonic duct // JSME Centennial Grand Congress, International Conference on Fluid Engineering. 1997. P. 1205–1210.
24. Пензин В.И. Экспериментальное исследование поперечного вдува в сверхзвуковой поток в канале // Ученые записки ЦАГИ. 1973. Vol. 4, № 6. P.

- 112–118.
25. Пензин В.И. Псевдоскачок и отрывное течение в прямоугольных каналах // Ученые записки ЦАГИ. 1988. Vol. 19, № 1. P. 105–112.
 26. Waltrup P.J., Billig F.S. Structure of Shock Waves in Cylindrical Ducts // AIAA J. 1973. Vol. 11, № 10. P. 1404–1408.
 27. Waltrup P.J., Billig F.S. Errata: Structure of Shock Waves in Cylindrical Ducts // AIAA J. 1974. Vol. 12, № 5. P. 0736b-0736b.
 28. Ikui T., Matsuo K., Nagai M. The Mechanism of Pseudo-Shock Waves // Bull. JSME. 1974. Vol. 17, № 108. P. 731–739.
 29. Ostras' V.N., Penzin V.I. Experimental study of friction in a channel with a pseudoshock // Fluid Mech Sov Res. 1976.
 30. Merkli P.E. Pressure Recovery in Rectangular Constant Area Supersonic Diffusers // AIAA J. 1976. Vol. 14, № 2. P. 168–172.
 31. Богданов В.В., Гурылев В.Г., Трифонов А.К. Пульсации полного давления в потоке за псевдоскачком на входе простейшего воздухозаборника в виде цилиндрической трубы // Ученые записки ЦАГИ. 1977. Vol. 8, № 3. P. 64–73.
 32. Kim H.D. An experimental study of weak normal shock-wave/turbulent boundary-layer interaction in internal flows. PhD Thesis, Kyushu University, 1991.
 33. Nussdorfer T.J. Some observations of shock-induced turbulent separation on supersonic diffusers. NACA R.M. E51L26, 1954.
 34. Gnani F., Zare-Behtash H., Kontis K. Pseudo-shock waves and their interactions in high-speed intakes // Prog. Aerosp. Sci. 2016. Vol. 82. P. 36–56.
 35. Crocco L. B. One-Dimensional Treatment of Steady Gas Dynamics // Fundamentals of Gas Dynamics / ed. Emmons H.W. Princeton: Princeton University Press, 1958. P. 64–349.
 36. Ikui T., Matsuo K. Researches of Supersonic Flow with the Shock Waves as Main Subject // J. Soc. Mech. Eng. 1969. Vol. 72, № 609. P. 1306–1312.
 37. Sun L. et al. Numerical and experimental investigations on the mach 2 pseudo-shock wave in a square duct // J. Vis. 2003. Vol. 6, № 4. P. 363–370.
 38. Sugiyama H., Tsujiguchi Y., Honma T. Structure and Oscillation Phenomena of

- Pseudo-Shock Waves in a Straight Square Duct at Mach 2 and 4 // 15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2008.
39. Thompson P.A., Beavers G.S. Compressible-Fluid Dynamics // J. Appl. Mech. 1972. Vol. 39, № 2. P. 366–366.
 40. Tret'yakov P.K. A pseudoshock combustion mode // Fiz. Goreniya i Vzryva. 1993. Vol. 6, № 29. P. 33–38.
 41. Hinter L., Couch B. A CFD study of precombustion shock-trains from Mach 3-6 // 26th Joint Propulsion Conference. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1990. Vol. 90. P. 2220.
 42. Lin P., Rao G., O'Connor G. Numerical analysis of normal shock train in a constant area isolator // 27th Joint Propulsion Conference. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1991. P. 2162.
 43. Hataue I. Computational study of the shock-wave/boundary-layer interaction in a duct // Fluid Dyn. Res. 1989. Vol. 5, № 3. P. 217–234.
 44. Lin P., Rao G., O'Connor G. Numerical investigation on shock wave/boundary-layer interactions in a constant area diffuser at Mach 3 // 22nd Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1991.
 45. Carroll B.F., Lopez-Fernandez P.A., Dutton J.C. Computations and experiments for a multiple normal shock/boundary-layer interaction // J. Propuls. Power. 1993. Vol. 9, № 3. P. 405–411.
 46. Yamane R. et al. Numerical Simulation of Pseudoshock in Straight Channels. // JSME Int. J. Ser. B. 1995. Vol. 38, № 4. P. 549–554.
 47. Melnikov A.Y., Zvegintsev V.I. Supersonic flow deceleration in a long cylindrical channel with pseudoshock formation // AIP Conference Proceedings. 2016. P. 030007.
 48. Melnikov A.Y., Zvegintsev V.I. Investigation of deceleration supersonic flow in a long cylindrical channel with formation pseudoshock // DEStech Trans. Eng.

- Technol. Res. 2017. P. 259–263.
49. Knight D.D. A hybrid explicit-implicit numerical algorithm for the three-dimensional compressible Navier-Stokes equations // AIAA J. 1984. Vol. 22, № 8. P. 1056–1063.
 50. Viegas J.R., Horstman C.C. Comparison of Multiequation Turbulence Models for Several Shock Boundary-Layer Interaction Flows // AIAA J. 1979. Vol. 17, № 8. P. 811–820.
 51. Зимонт В.Л., Острась В.Н. Расчет псевдоскачка в цилиндрическом канале // Ученые записки ЦАГИ. 1974. Vol. 3, № 5. P. 40–48.
 52. Shchetnikov E.S. Piecewise-one-dimensional models of supersonic combustion and pseudo shock in a duct // Combust. Explos. Shock Waves. 1975. Vol. 9, № 4. P. 409–417.
 53. Nagai M., Yaga M. Pseudo shock wave relations // American Society of Mechanical Engineers, Fluids Engineering Division (Publication) FED / ed. Kral L., Spina E., Arakawa C. New York: The American Society of Mechanical Engineers, 1995. P. 103–108.
 54. Matsuo K., Miyazato Y., Kim H.D. Mass-averaging pseudo-shock model in a straight flow passage // Proc. Inst. Mech. Eng. Part G J. Aerosp. Eng. 1999. Vol. 213, № 6. P. 365–375.
 55. Мещеряков Е.А., Яшина В.В. Квазиодномерная отрывная модель псевдоскачка в канале // Ученые записки ЦАГИ. 2013. Vol. 44, № 5. P. 46–63.
 56. Medvedev A.E. Approximate modeling of the flow structure in a λ -shaped pseudoshock // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 2014. Vol. 55, № 6. P. 942–956.
 57. Гуськов О.В. et al. Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах / ed. А.Г. Мордвинцев. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 168 p.
 58. Deng R., Jin Y., Kim H. Optimization study on the isolator length of dual-mode scramjet // J. Mech. Sci. Technol. 2017. Vol. 31, № 2. P. 697–703.
 59. Matsuo K. Shock train and pseudo-shock phenomena in supersonic internal flows // J. Therm. Sci. 2003. Vol. 12, № 3. P. 204–208.
 60. Беспалов А.М., Михальченко А.Г., Серебряков В.Г. Исследование процесса

- запуска диффузора сверхзвуковой аэродинамической трубы с камерой Эйфеля // Ученые записки ЦАГИ. 1973. Vol. 4, № 2. P. 125–132.
61. Gounko Y.P., Kavun I.N. Peculiarities of the flows forming in processes of an impulse starting of a supersonic wind tunnel with different diffusers // Thermophys. Aeromechanics. 2019. Vol. 26, № 2.
 62. Wegener P.P., Lobb R.K. An Experimental Study of a Hypersonic Wind-Tunnel Diffuser // J. Aeronaut. Sci. 1953. Vol. 20, № 2. P. 105–110.
 63. Matsuo K. et al. Investigation of the Starting Process of a Supersonic Wind Tunnel // Bull. JSME. 1980. Vol. 23, № 186. P. 1975–1981.
 64. Johnson J.A., Wu B.J.C. Pressure recovery in supersonic diffusers // J. Fluids Eng. 1975. Vol. 97, № 3. P. 374–376.
 65. Зимонт В.Л., Мальцев А.И. Влияние продольного градиента давления на турбулентную диффузию в каналах // Изв. АН. СССР. Механика жидкости и газа. 1973. № 2. P. 150–153.
 66. Gounko Y.P. et al. Comparative study of flows over 2D flat and 3D convergent inlets integrated with hypersonic airplanes // Thermophys. & Aeromech. 2001. Vol. 8, № 1. P. 25–37.
 67. Mazhul I.I., Gounko Y.P. Numerical simulation of the flow with a pseudo-shock in an axisymmetric expanding duct with a frontal inlet // Thermophys. Aeromechanics. 2018. Vol. 25, № 1.
 68. Latypov A.F. Entropy maximum principle for a steady gas flow in a channel // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 2011. Vol. 52, № 3.
 69. Goldfeld M.A., Zakharova Y.V., Fedorova N.N. Investigation of separation properties of turbulent boundary layer at its sequential interaction with shocks of different strengths // Thermophys. Aeromechanics. 2008. Vol. 15, № 3.
 70. Sajben M., Doriovan J.F., Morris M.J. Experimental investigation of terminal shock sensors for mixed-compression inlets // J. Propuls. Power. 1992. Vol. 8, № 1. P. 168–174.
 71. Sajben M., Bogar T.J., Kroutil J.C. Experimental study of flows in a two-dimensional inlet model // J. Propuls. Power. 1985. Vol. 1, № 2. P. 109–117.

72. Hamed A., Shang J.S. Survey of validation data base for shockwave boundary-layer interactions in supersonic inlets // *J. Propuls. Power.* 1991. Vol. 7, № 4. P. 617–625.
73. Talcott N.A., Kumar A. Two-dimensional viscous simulation of inlet/diffuser flows with terminal shocks // *J. Propuls. Power.* 1985. Vol. 1, № 2. P. 103–108.
74. Chyu W.J., Kawamura T., Bencze D.P. Navier-stokes solutions for mixed compression axisymmetric inlet flow with terminal shock // *J. Propuls. Power.* 1989. Vol. 5, № 1.
75. Mahoney J. *Inlets for Supersonic Missiles* // *Inlets for Supersonic Missiles.* Washington, DC: American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 1991.
76. Vnuchkov D.A., Zvegintsev V.I., Nalivaichenko D.G. Design of cylindrical air inlets for high flight speeds from a combination of plane flows // *Thermophys. Aeromechanics.* 2013. Vol. 20, № 1.
77. Aulchenko S.M. et al. Design of multimode axisymmetric hypersonic nozzles with the use of optimization methods // *J. Eng. Phys. Thermophys.* 2009. Vol. 82, № 6.
78. Fomin V.M. et al. Hypersonic short-duration facilities for aerodynamic research at ITAM, Russia // *Experimental Methods of Shock Wave Research.* 2016.
79. Zvegintsev V.I. Gas-dynamic problems in off-design operation of supersonic inlets (review) // *Thermophysics and Aeromechanics.* 2017. Vol. 24, № 6.
80. Wagner J.L. et al. Experimental investigation of unstart in an inlet/isolator model in mach 5 flow // *AIAA Journal.* 2009.
81. Tret'yakov P.K. Determination of heat input to duct flow with pseudoshock // *Combust. Explos. Shock Waves.* 1993.
82. Vnuchkov D.A. et al. Influence of backpressure in the combustion chamber on the characteristics of the supersonics axisymmetric air intake // *AIP Conference Proceedings.* 2018. Vol. 2027.
83. Melnikov A.Y., Zvegintsev V.I. Supersonic flow with pseudoshock formation by thermal addition // *AIP Conference Proceedings.* 2019. Vol. 2125.
84. Curran E.T., Heiser W.H., Pratt D.T. *Fluid Phenomena in Scramjet Combustion Systems* // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1996. Vol. 28, № 1. P. 323–360.

85. Sullins G., Mclafferty G. Experimental results of shock trains in rectangular ducts // AIAA 4th International Aerospace Planes Conference. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1992. P. 5103.
86. Waltrup P.J., Billig F.S. Prediction of Precombustion Wall Pressure Distributions in Scramjet Engines // J. Spacecr. Rockets. 1973. Vol. 10, № 9. P. 620–622.
87. Bement D., Stevens J., Thompson M. Measured operating characteristics of a rectangular combustor/inlet isolator. 1990.
88. Gutov B.I., Zvegintsev V.I., Melnikov A.Y. Influence of back pressure on the flow in the diffuser of a supersonic inlet // Perm Natl. Res. Polytech. Univ. Aerosp. Eng. Bull. 2017. № 49. P. 18–28.
89. Gutov B.I., Zvegintsev V.I., Melnikov A.Y. Influence of the heat supply in the combustion chamber on the flow in the diffuser of the supersonic air intake // Perm Natl. Res. Polytech. Univ. Aerosp. Eng. Bull. 2017. № 50. P. 15–25.
90. Мельников А.Ю. Экспериментальное исследование торможения сверхзвукового потока в осесимметричных каналах // Goren. i vzryv - Combust. Explos. 2022. Vol. 15, № 4. P. 58–66.
91. РОСМА-75-Датчики-давления [Electronic resource]. URL: https://rosma.spb.ru/files/product_button/16/5/РОСМА-75-Датчики-давления-РПД-И-РПД-В-РПД-ИВ.pdf.
92. Ansys Fluent Theory Guide. Ansys Fluent Theory Guide // ANSYS Inc., USA. 2021.
93. Kislovsky V., Melnikov A. Impulse Air Jet Action on the Convective Heat Exchange Tubular Surfaces in Boilers // Aerospace. 2022.
94. Cui T. et al. Classification of combustor-inlet interactions for airbreathing ramjet propulsion // AIAA J. 2015.
95. Fischer C., Olivier H. Experimental investigation of the shock train in an isolator of a scramjet inlet // 17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference 2011. 2011.
96. Zvegintsev V.I., Melnikov A.Y. Change of flow patterns in a supersonic inlet during its acceleration and deceleration // AIP Conference Proceedings. 2020.

97. Vignesh Ram P.S., Kim T.H., Kim H.D. Numerical Study on Shock Train Characteristics in Divergent Channels // J. Appl. Fluid Mech. 2020. Vol. 13, № 4. P. 1081–1092.