

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
Сибирского отделения Российской академии наук (ИТПМ СО РАН)

Трубицына Лукерья Петровна

НАУЧНЫЙ ДОКЛАД

об основных результатах подготовленной научно – квалификационной работы
(диссертации)

*«Механизм формирования и газодинамические параметры динамического слоя в
области присоединения сверхзвукового отрывного течения»*

Направление подготовки:

01.06.01 — Математика и механика

Специальность подготовки: 01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы;

Научный руководитель
Доктор технических наук, профессор
Запрягаев Валерий Иванович

Новосибирск 2021

Актуальность исследований

Исследование ударно-волновой структуры высокоскоростного сверхзвукового течения необходимо для конструирования космических аппаратов. Особенности отрывного сверхзвукового течения, такие как взаимодействие скачков уплотнения с пограничным слоем или образование продольных гёртлеровских вихрей за линией присоединения, могут являться причиной сильных тепловых и силовых нагрузок на поверхность аппарата. Кроме того, резкий скачок параметров потока (например, вызванный ударно-волновым взаимодействием) может влиять на характеристики устойчивости течения.

Высоконапорный (динамический) слой – это новый, ранее не описанный элемент структуры сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия. Высоконапорный слой образуется за линией присоединения отрывного течения и характеризуется высокими значениями полного давления (90-95% полного давления в набегающем потоке). Существование высоконапорного слоя подтверждено рядом независимых экспериментальных методов и численным расчётом. Данная работа посвящена исследованию механизма его возникновения. **Цель работы** – определить механизм формирования высоконапорного слоя и условия его существования.

Были поставлены следующие задачи:

- Экспериментальное и численное исследование газодинамических параметров высоконапорного слоя в отрывном сверхзвуковом течении в угле сжатия;
- Экспериментальное и численное исследование газодинамических параметров высоконапорного слоя в отрывном сверхзвуковом течении в угле сжатия с установленными боковыми стенками;
- Экспериментальное исследование газодинамических параметров высоконапорного слоя в отрывном сверхзвуковом течении в осесимметричном угле сжатия;
- Определение диапазона чисел Маха, для которых существует высоконапорный слой;

- Определение диапазона чисел Рейнольдса, для которых существует высоконапорный слой.

Степень разработанности темы исследования.

Все поставленные задачи выполнены. Полученные данные позволяют полностью описать и проанализировать изучаемое явление.

Научная новизна.

- Исследован высоконапорный слой – принципиально новый структурный элемент сверхзвукового отрывного течения, ранее не описанный.
- Получены распределения газодинамических параметров в высоконапорном слое и предложен механизм его возникновения.
- Впервые установлено влияние бокового стекания в зоне отрыва на высоконапорный слой и вихревую структуру сверхзвукового отрывного течения.
- Впервые установлена область существования высоконапорного слоя в диапазоне чисел Маха и Рейнольдса течения.

Теоретическая и практическая значимость работы.

Теоретическая значимость работы заключается в описании высоконапорного слоя – принципиально нового элемента структуры сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия и прояснении механизма его формирования.

Практическая значимость работы связана с тем, что наличие высоконапорного слоя может влиять на вихревую структуру, теплообмен и характеристики устойчивости течения за линией присоединения за счёт резкого роста полного давления, и информация о нём может быть полезна при конструировании высокоскоростных сверхзвуковых летательных аппаратов. Кроме того, структура сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия является модельной задачей и проведённое исследование может быть использовано для валидации CFD кода.

На защиту выносятся:

- Механизм образования и газодинамические характеристики высоконапорного слоя;

- Зависимость параметров высоконапорного слоя от пространственной структуры течения внутри отрывной области;
- Диапазон чисел Маха и Рейнольдса, при которых существует высоконапорный слой.

Достоверность результатов и апробация работы

Достоверность результатов работы обеспечивается использованием независимых методов эксперимента и проведением комплексных экспериментальных и численных исследований. Ключевые результаты научно-квалификационной работы были неоднократно представлены на российских и международных научных конференциях, таких, как:

- VII Всероссийская молодежная научная конференция «Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики» (Томск, 2017);
- XXV Всероссийский семинар с международным участием по струйным, отрывным и нестационарным течениям (Санкт-Петербург, 2018)
- Всероссийская конференция молодых ученых «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии» (Новосибирск-Шерегеш, 2018, 2019, 2020, 2021);
- XVI Всероссийский семинар с международным участием «Динамика многофазных сред» (Новосибирск, 2019).
- XX Международная конференция по методам аэрофизических исследований (ICMAR 2020)
- XLV Академические чтения по космонавтике (Москва, 2021)

Публикации

Основные результаты научно-квалификационной работы опубликованы в рецензируемых журналах “Прикладная механика и техническая физика” “Теплофизика и аэромеханика”, “Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering”, “Journal of Physics: Conference Series”, а также в сборниках трудов конференций. Всего по результатам научно-

квалификационной работы вышло 14 публикаций, из них 6 в изданиях из перечня ВАК; 3 в изданиях из базы SCOPUS.

Содержание работы

Во **введении** приведён обзор существующих исследований на тему сверхзвукового отрыва. Обозначены принципиальные различия двумерного и трёхмерного отрыва течения. Рассматриваются полученные ранее экспериментальные и расчётные данные разных авторов о трёхмерной структуре потока в зоне присоединения сверхзвукового течения в угле сжатия. На основе этих данных поставлены цели и задачи научно-квалификационной работы.

В **первой главе** описывается постановка экспериментальных и численных исследований, используемое оборудование и подходы.

П. 1.1 посвящён методике экспериментального исследования. В нём описана аэродинамическая труба периодического действия баллонного типа Т-326 ИТПМ СО РАН, в которой были проведены все испытания. Приведено поле распределения числа Маха в рабочей части трубы при числе Маха потока $M = 6$. Описано трёхосевое координатное устройство позиционирования зонда Пито, с помощью которого проводились измерения, система визуализации течения и автоматизированная система сбора данных, использованные в экспериментах.

Приведены используемые в работе модели. Исследование высоконапорного слоя проведено для модели угла сжатия с углом наклонного уступа 30° (рис. 1а), для этой же модели, оснащённой боковыми стенками (рис. 1б), и для конического тела с острой иглой (осесимметричная постановка, рис. 1в). Модели устанавливались под нулевым углом атаки и вводятся в поток после установления режима течения за время ~ 0.2 с. Все модели выполнены из стали и имеют острую переднюю кромку и шлифованные поверхности.

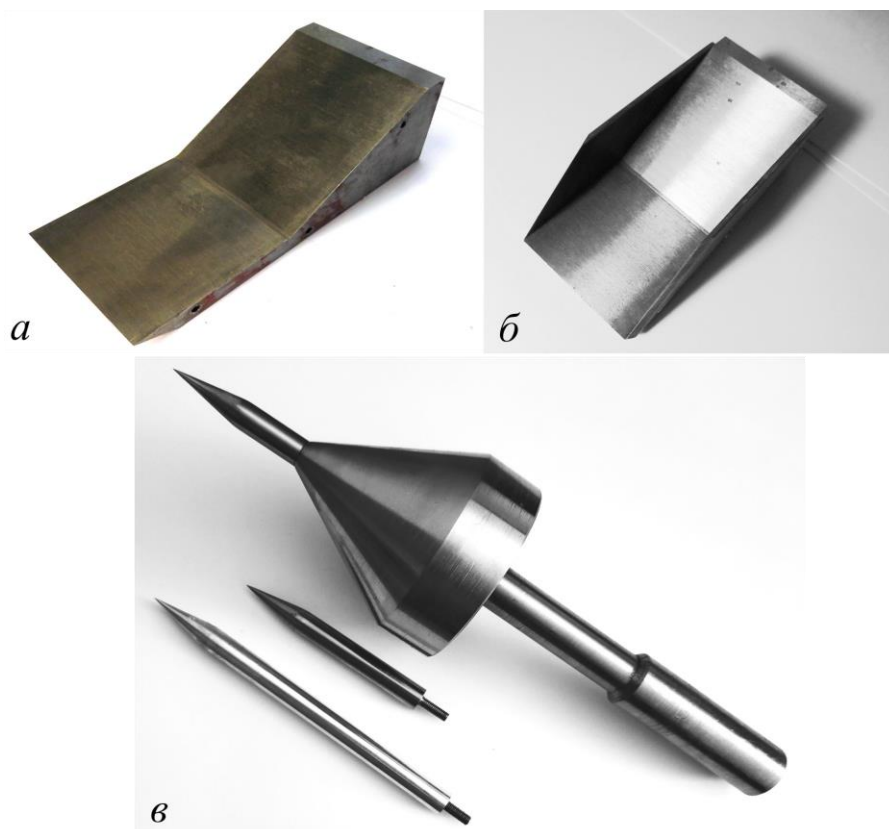


Рис. 1. Фотографии исследуемых экспериментальных моделей: а – модель угла сжатия с углом наклонного уступа 30° , б – модель угла сжатия, оснащённая боковыми стенками, в – модель конического тела с комплектом сменных острых игл (длина игл 35, 60 и 100 мм).

П 1.2 посвящён методике численного расчёта течения. Газодинамические параметры набегающего потока и геометрические размеры моделей аналогичны экспериментальным. Численный расчёт выполнен с использованием пакета ANSYS Fluent. Решались трёхмерные ламинарные уравнения Навье-Стокса в стационарной постановке. Расчётные сетки включали порядка 15 млн ячеек. В каждом случае вблизи стенки модели сделано сгущение сетки по направлению поверхности модели для лучшего разрешения структуры пристенного течения. В п. 1.3 описаны особенности измерений при помощи приёмника полного давления в пристенном сверхзвуковом течении. При внесении в пристенную область зонда Пито, размеры которого соизмеримы с толщиной пограничного слоя, структура течения может измениться за счёт взаимодействия сдвигового течения со скачком уплотнения, формируемого торцом зонда (рис. 2). В этом

случае на профилях измеренного полного давления присутствует локальный пристенный максимум.

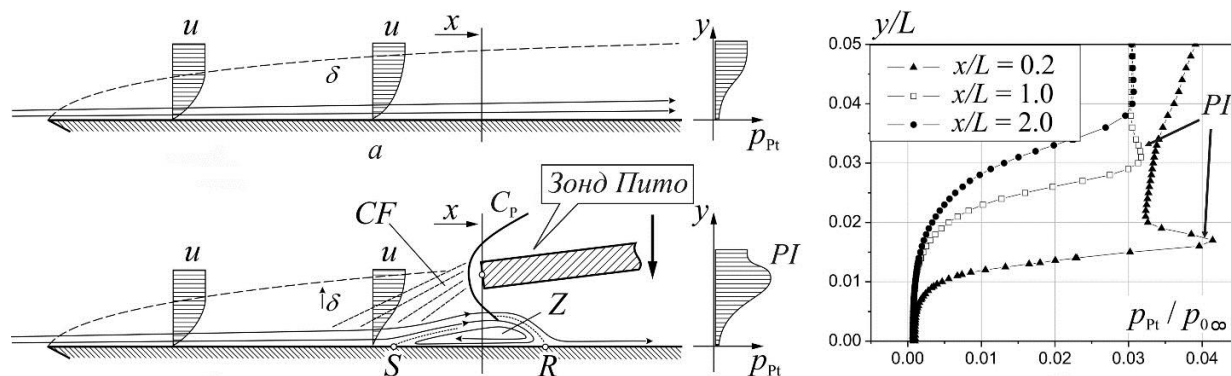


Рис. 2. Схема взаимодействия зонда с пограничным слоем [6]: а – структура пограничного слоя на пластине, б – структура пристенного течения при внесении в пограничный слой измерительного зонда, в – профили давления Пито, регистрируемые зондом в различных сечениях пограничного слоя

Проведено методическое экспериментальное и численное исследование этого эффекта. Показано, что эффект высоконапорного слоя превышает эффект влияния зонда Пито на течение более чем в 5 раз и, следовательно, полученные экспериментальные результаты являются достоверными.

Во **второй** главе представлены результаты исследований высоконапорного слоя для всех рассматриваемых моделей. Эксперименты проведены в аэродинамической трубе Т-326 ИТПМ СО РАН. Все эксперименты проведены при одних и тех же параметрах набегающего потока: число Маха $M_\infty = 6.03$, давление в форкамере аэродинамической установки $p_{0\infty} = 9.81 \cdot 10^5$ Па, температура в форкамере $T_{0\infty} = 380 - 395$ К. Использованные экспериментальные методы включали в себя шлирен-визуализацию течения и измерение распределения полного давления при помощи зонда Пито за линией присоединения потока по нормали к поверхности модели. В ходе эксперимента зонд с помощью прецизионного трёхосевого координатного устройства перемещается по направлению к поверхности модели. Во время его движения на модель и зонд подаётся разность потенциалов. Когда зонд касается стенки, замыкается электрический контакт, который останавливает движение зонда. Координатное устройство обеспечивает точность позиционирования зонда в пространстве ± 20

мкм по всем трём направлениям. Профили давления Пито содержали порядка 100 точек, шаг измерения уменьшался вблизи поверхности модели для лучшего разрешения структуры пристенного течения и пограничного слоя.

В п. 2.1 представлена структура сверхзвукового течения в угле сжатия в трёхмерной постановке. Исследовалась модель угла сжатия с острой передней кромкой (радиус закругления порядка $R \sim 5\text{--}10$ мкм) и углом уступа 30° . Длина горизонтальной части модели $L = 50$ мм. Ширина модели равна длине пластины L от передней кромки до начала уступа. Модель закреплялась под углом атаки $\alpha = 0^\circ$, погрешность установки модели на угол атаки не более 0.1° .

Высоконапорный слой HPL виден на шпирен-фотографиях течения (рис. 3а) как узкая полоска за линией присоединения, и на профилях давления Пито (рис. 3б) как локальный пристенный максимум. Также обозначены скачки уплотнения (C_1 – головной скачок уплотнения, C_2 – скачок отрыва, веер волн сжатия CF образует скачок присоединения C_3), сдвиговый слой SL, зона возвратного течения RF и зона присоединения RZ. Это базовые элементы структуры сверхзвукового течения в угле сжатия, которые далее обсуждаются для различных исследуемых случаев.

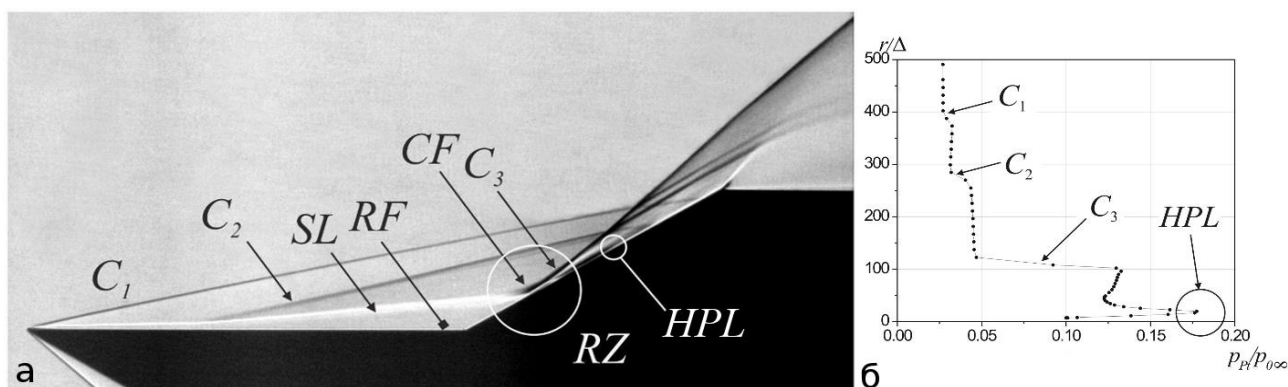


Рис. 3. Структура ламинарного отрывного течения в угле сжатия: а – шпирен-фотография течения, б – распределение давления Пито по нормали к поверхности модели. HPL – высоконапорный слой.

В п. 2.2 описана структура сверхзвукового течения в угле сжатия в двумерной (осесимметричной) постановке. Рассмотрено течение на конусе (полуугол раствора $\varphi = 30^\circ$) с установленной острой иглой (полуугол раствора $\varphi = 10^\circ$). Длина иглы составляла $L_s = 35, 60$ и 100 мм. Геометрия модели выбрана так,

чтобы линия присоединения потока находилась на поверхности конуса. Шлирен-фотография течения приведена на рис. 4.

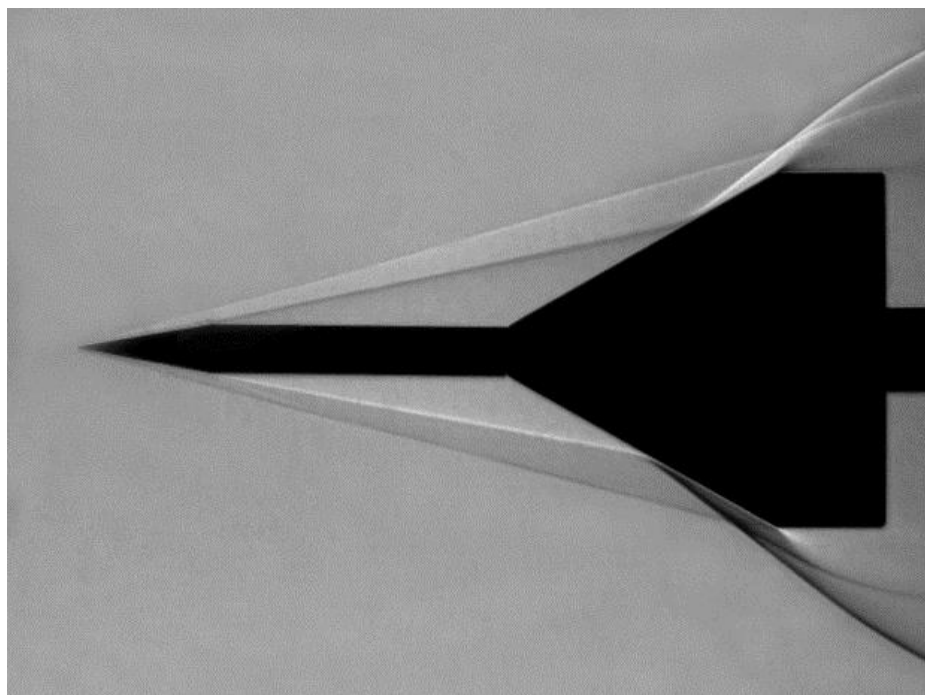


Рис. 4. Шлирен-фотография ламинарного отрывного течения на коническом теле с иглой, длина иглы $L_s = 60$ мм.

На рис. 5а представлены экспериментальные распределения давления Пито для всех исследуемых осесимметричных моделей вдоль нормали к поверхности конуса. На всех профилях отчётливо виден локальный максимум НРЛ в пристенной области, соответствующий высоконапорному слою (ср. рис. 3б). Также виден скачок присоединения C_3 , а для случая $L_s = 35$ мм – контактная поверхность SS , образующаяся в результате взаимодействия скачков отрыва C_2 и присоединения C_3 . Для случаев $L_s = 60$ и 100 мм скачок присоединения C_3 имеет форму плавного изменения полного давления $p_t/p_{0\infty}$ по высоте r , что обусловлено наличием пульсаций в сдвиговом слое SL .

На рис. 5б показано сравнение распределения давления Пито для модели конуса с иглой $L_s = 60$ мм и угла сжатия с углом наклона поверхности сжатия $\varphi = 30^\circ$, полученного для тех же параметров потока. Наблюдается хорошее совпадение расположения и амплитуды пика НРЛ высоконапорного слоя.

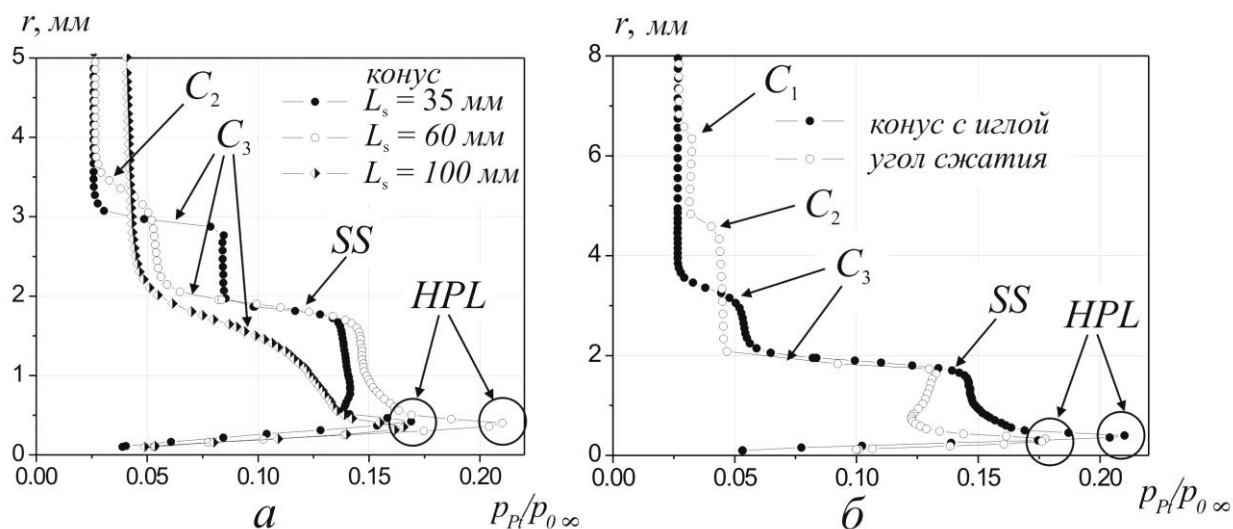


Рис. 5. Профили полного давления: а – распределение давления Пито за линией присоединения потока для конуса с иглой $L_s = 35, 60$ и 100 мм; б – сравнение распределения давления Пито за линией присоединения для конуса с иглой $L_s = 60$ мм и угла сжатия.

П. 2.3 посвящён структуре сверхзвукового течения в угле сжатия с установленными боковыми стенками (квазидвумерная постановка). Хотя в этой конфигурации угла сжатия исключено боковое стекание, в таком течении присутствуют интенсивные угловые вихри, поэтому его нельзя считать двумерным, как предыдущий случай. В экспериментах использовалась модель угла сжатия, описанная в п. 2.1, на которую были установлены боковые стенки с острой передней кромкой.

На рис. 6 представлены графики распределения давления Пито в присоединённом потоке. Измерения проводились по нормали к поверхности уступа на расстоянии 5 мм и 10 мм от линии присоединения (её положение определялось по данным шпирен-визуализации). Видно, что для обеих моделей распределение давления Пито имеет характерный пик HPL на одной и той же высоте над поверхностью модели. Следовательно, высоконапорный слой существует в течении без бокового стекания. Видно, что амплитуда пика давления Пито меньше в случае модели со стенками. Это может быть вызвано тем, что из-за отсутствия бокового стекания в области отрыва смещение линий тока не столь существенно и слой газа,

образующий высоконапорный слой после изэнтропического поворота в веере волн сжатия, имеет меньшую величину полного давления, чем в случае без боковых стенок.

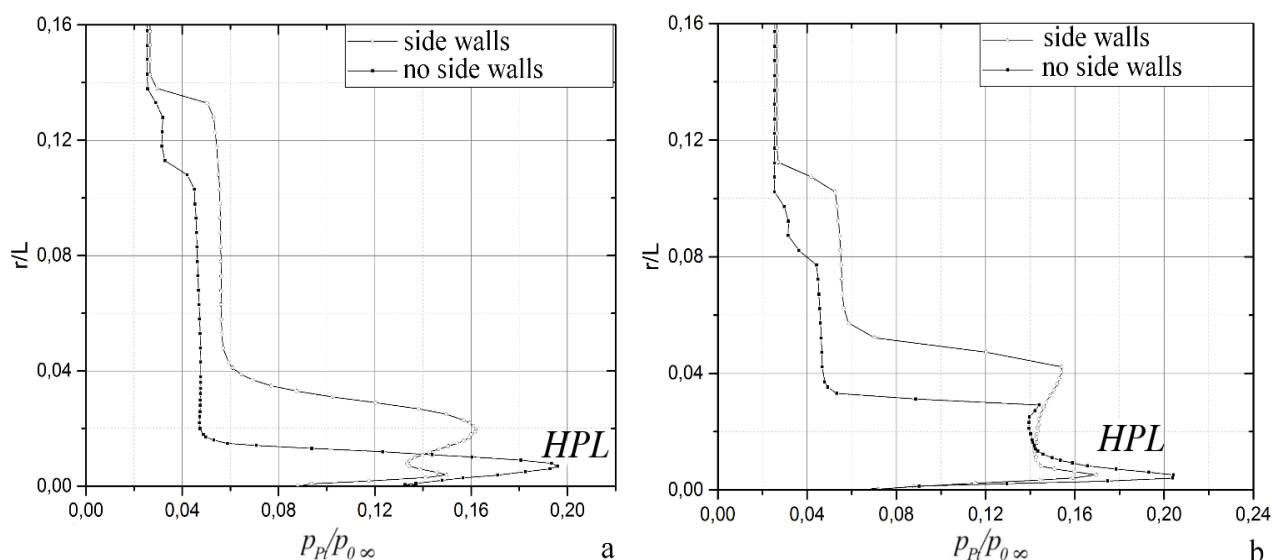


Рис. 6. Распределение давления Пито течения в угле сжатия с боковыми стенками и без них: а – сечение 5 мм от линии присоединения, б – сечение 10 мм от линии присоединения.

В п. 2.4 обсуждается механизм образования высоконапорного слоя. Схема структуры течения в области присоединения приведена на рис. 7. Показана ударно-волновая структура отрывного течения, полученная по данным шлирен-визуализации. Выделены ключевые элементы течения.

Выберем в сдвиговом слое SL четыре линии тока 0, 1, 2 и 3. Линия тока 0 является частью возвратного течения RF и не достигает области присоединения RZ. После присоединения течения линия тока 1 образует пограничный слой BL. Линия тока 3 проходит через скачок уплотнения S_3 и испытывает потери полного давления. Однако линия тока 2 проходит через веер волн сжатия CF, в котором испытывает изэнтропический разворот практически без потерь полного давления. В результате этого значение полного давления остаётся близким к значению в набегающем потоке и образуется высоконапорный слой HPL.

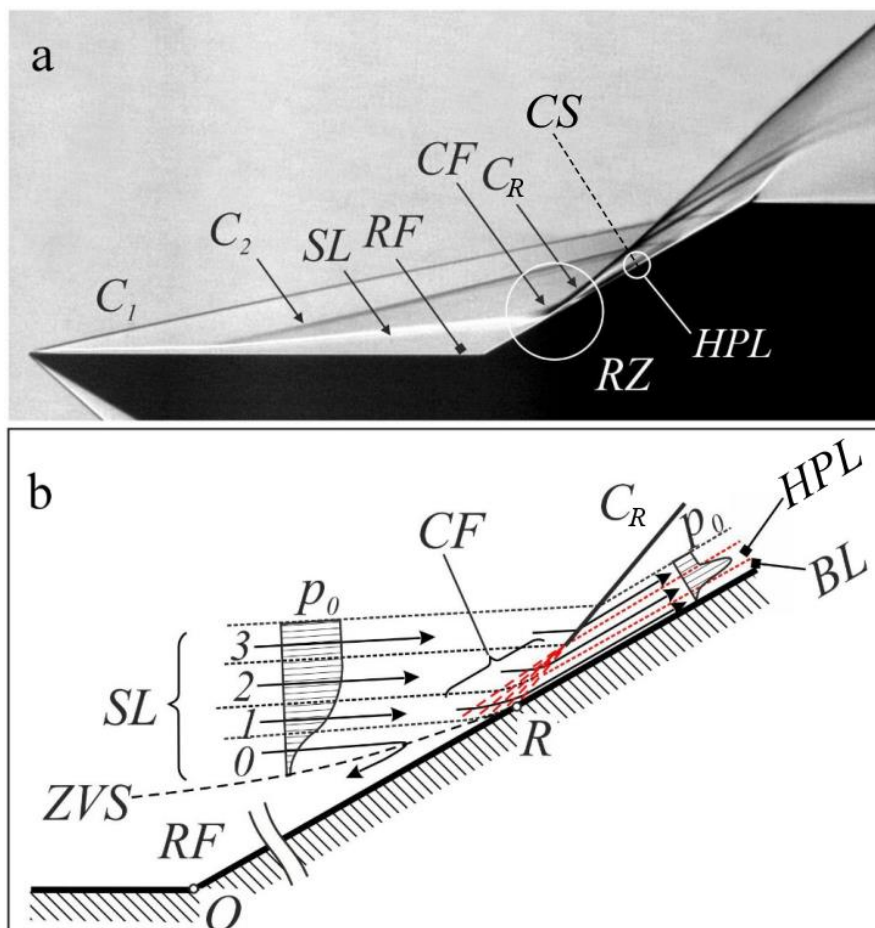


Рис. 7. а – шлирен-фотография течения в угле сжатия, б – схема образования высоконапорного слоя. C_1 – головной скачок уплотнения, C_2 – скачок отрыва, веер волн сжатия CF образует скачок присоединения C_R . В сдвиговом слое SL выделены четыре линии тока 0 – 3. Линия нулевых скоростей ZVS отделяет зону возвратного течения RF, RZ – область присоединения. За линией присоединения R течение разделяется на пограничный слой BL, высоконапорный слой HPL и основной поток.

Распределение полного давления p_0 в сечении CS за линией присоединения R (обозначено пунктирной линией на рис. 6а) представлено на рис. 8. Выделено три точки, определяющие форму профиля полного давления: 1 – верхняя граница пограничного слоя, 2 – высота образования скачка присоединения C_R , то есть верхняя граница веера волн сжатия CF, и 3, которая соответствует высоте скачка C_R в сечении CS над поверхностью стенки. В случае, если бы толщиной пограничного слоя можно было пренебречь (рис. 7а), веер волн CF доходил бы до поверхности модели. В этом месте вследствие изэнтропического сжатия полное

давление равно полному давлению перед скачком p_{0CR} . Напротив, если пренебречь размерами веера волн сжатия (рис. 7б), полное давление в сечении CS меняется от статического давления p_{CR} за скачком присоединения на стенке (точка 0 на эпюре) до полного давления за скачком присоединения p_{0CR} на верхней границе пограничного слоя δ (точка 1). Объединение этих двух эпюр (в) даёт уже знакомый нам профиль полного давления в высоконапорном слое HPL. Течение ниже него испытывает влияние вязкости в пограничном слое BL, выше – потери полного давления в пересекающихся характеристиках веера волн сжатия CF.

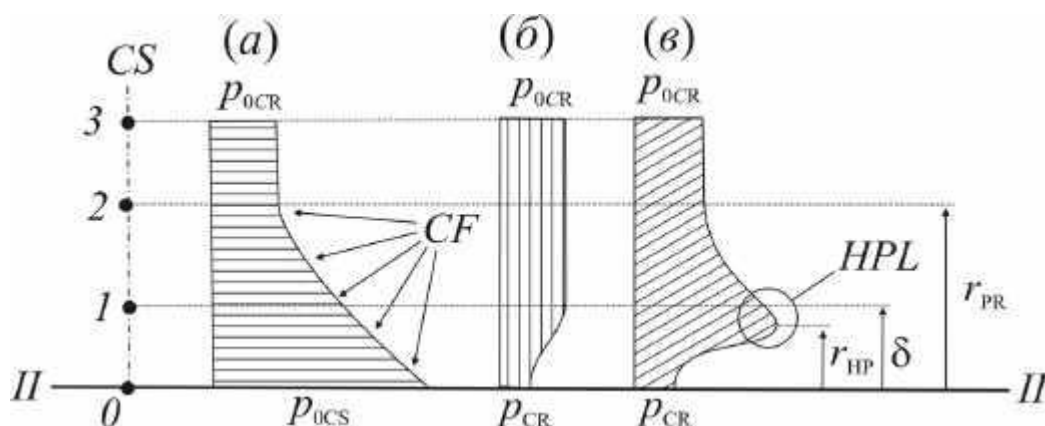


Рис. 8. Физический механизм формирования высоконапорного слоя: эпюры полного давления.

Глава 3 посвящена влиянию числа Маха и Рейнольдса на высоконапорный слой. Было проведено экспериментальное и численное исследование структуры области присоединения отрывного течения в угле сжатия в диапазоне чисел Маха $M = 3 - 8$ и чисел Рейнольдса $Re = 0.6 - 5.4$ млн. Экспериментальные методы исследования включали в себя шпирен-визуализацию течения и измерение распределения полного давления в потоке при помощи зонда Пито. Численный расчёт проведён с использованием пакета ANSYS Fluent. Решались трёхмерные уравнения Навье-Стокса или турбулентные уравнения Рейнольдса в стационарной постановке с использованием дифференциальной двухпараметрической модели турбулентности $k-\omega$ SST. Геометрия расчётной модели и параметры потока соответствуют экспериментальным.

На рис. 9 приведены шпирен-фотографии ламинарного течения в угле сжатия при $M = 6$ и диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 0.7 - 2.9$ млн. Для всех значений числа Рейнольдса показано существование высоконапорного слоя HPL.

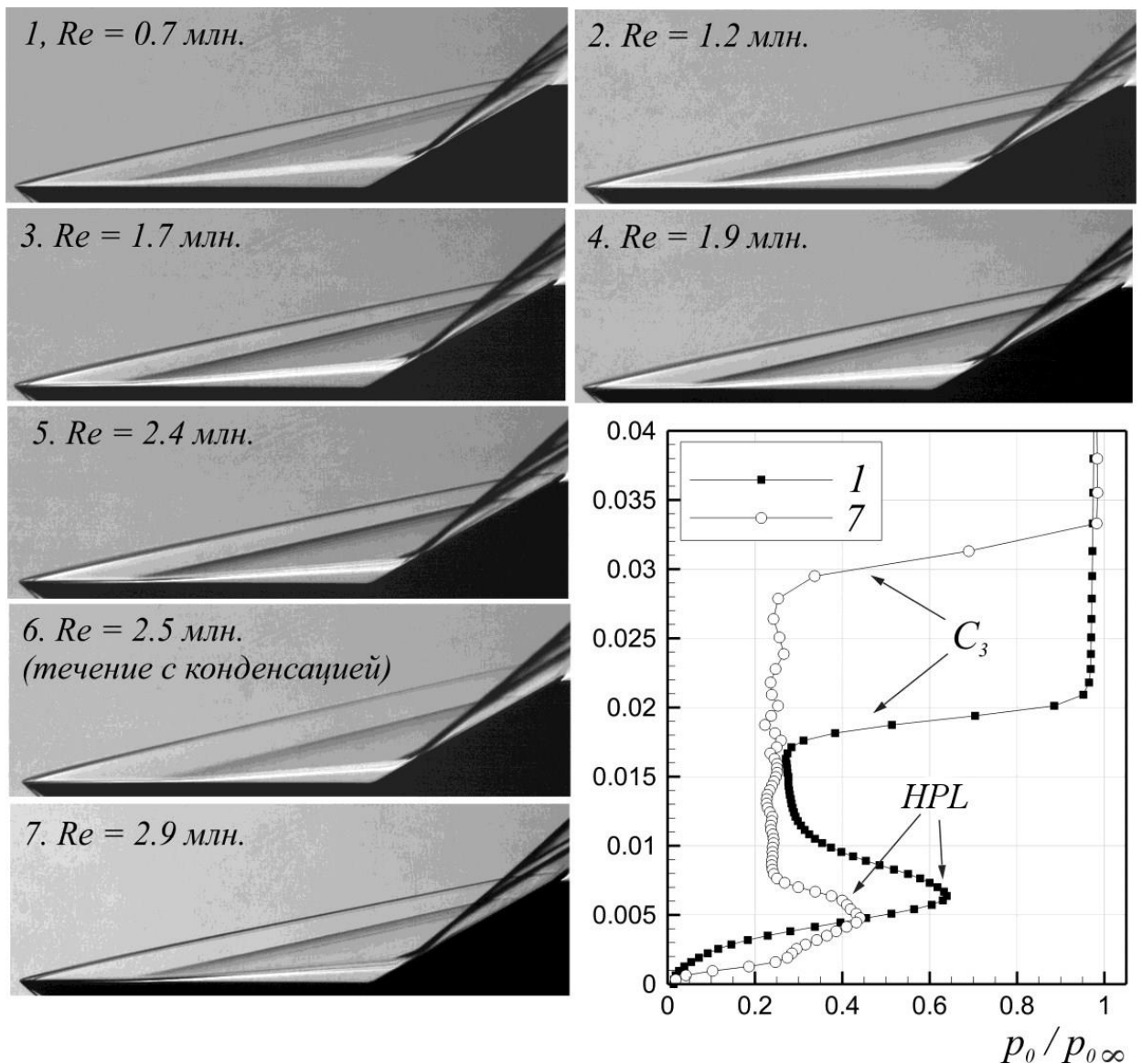


Рис. 9. Шлирен-фотографии ламинарного отрывного течения при $M = 6$ и расчётное распределение полного давления над поверхностью модели за линией присоединения для фотографий 1 и 7.

В ходе исследований высоконапорный слой обнаружен в диапазоне чисел Маха $M = 6 - 8$ и Рейнольдса в диапазоне $Re = 0.28 - 3.1$ млн. при ламинарном режиме течения, а также для $M = 6$, $Re = 5.4$ млн. при турбулентном режиме течения. Показано отсутствие этого слоя при $M = 3 - 5$ и $Re = 3.1 - 5.3$ млн. Установлено, что необходимым условием формирования высоконапорного слоя является высокая скорость набегающего потока ($M > 5$), а характер течения (ламинарный или турбулентный) имеет второстепенное влияние.

Заклучение

Проведено экспериментальное и численное исследование высоконапорного слоя за линией присоединения сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия.

Анализ полученных данных о структуре и параметрах течения позволил сделать следующие выводы.

- Высоконапорный слой образуется в результате совместного влияния на поток в зоне присоединения отсутствия потерь полного давления в веере волн сжатия из-за изэнтропического разворота течения и вязкости в пограничном слое, формирующемся за линией присоединения.
- Высоконапорный слой присутствует в двумерной (осесимметричной) постановке задачи и мало зависит от наличия или отсутствия бокового стекания внутри отрывной области.
- Интенсивность вихревых структур в зоне присоединения потока имеет значение, так как достаточно интенсивные вихри могут препятствовать развитию высоконапорного слоя.
- Необходимым условием формирования высоконапорного слоя является высокое сверхзвуковое число Маха набегающего потока ($M > 5$), а характер течения (ламинарный или турбулентный) имеет второстепенное влияние.

Публикации по результатам научно-квалификационной работы

1. Трубицына Л.П., Запрягаев В.И., Кавун И.Н. Параметры динамического слоя сверхзвукового отрывного течения в зависимости от величины угла сжатия//Труды Томского государственного университета. – Т. 302. Серия физико-математическая: Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики: VII Международная молодежная научная конференция. 27–29 ноября 2017 г., Томск / под ред. М.Ю. Орлова. – Томск: Изд-во Том. Ун-та, 2018, с. 244-249 .
2. Трубицына Л.П. Взаимодействие высоконапорного слоя и продольных вихревых структур в зоне присоединения сверхзвукового отрывного течения// Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии тезисы докладов XII всероссийской конференции молодых ученых. Под редакцией В.В. Козлова. 2018 Издательство: Издательство Параллель (Новосибирск) 146-147.
3. Трубицына Л.П. Параметры динамического слоя сверхзвукового отрывного течения в зависимости от величины угла сжатия// Международная молодежная научная конференция «Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики» 27–29 ноября 2017 г.: Материалы конференции / под ред. М.Ю. Орлова. – Томск. 2018, с. 329-332.
4. Запрягаев В. И., Кавун И. Н., Трубицына Л. П. Структура течения в области присоединения сверхзвукового отрывного потока в угле сжатия// XXV Всероссийский семинар с международным участием по струйным, отрывным и нестационарным течениям: Тезисы докладов. Санкт-Петербург, 11–14 сентября 2018 г. Сост: М. В. Чернышов, А. С. Капралова – Спб.: Балт. гос. техн. ун-т, 2018, с. 101.
5. V. I. Zapryagaev, I. N. Kavun and L. P. Trubitsyna Dynamic layer formation in the reattachment zone for a supersonic laminar separated flow // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering, Feb. 2019
6. V I Zapryagaev *et al* 2019 Heat transfer in supersonic separated flow of the

- compression corner *J. Phys.: Conf. Ser.* **1382** 012049
7. L P Trubitsyna *et al* 2019 Effect of side walls on the supersonic ramp flow structure *J. Phys.: Conf. Ser.* **1404** 012101
 8. V I Zapryagaev *et al* 2019 Effect of Mach and Reynolds numbers on the parameters of the high-pressure layer in the supersonic separated flow near a ramp *J. Phys.: Conf. Ser.* **1404** 012103
 9. Zapryagaev, V.I., Kavun, I.N. & Trubitsyna, L.P. Reattachment of a laminar separated flow at a hypersonic velocity of the flow. *J Appl Mech Tech Phy* 61, 710–716 (2020).
 10. Trubitsyna, L. P., V. I. Zapryagaev, and I. N. Kavun. "Structure of a supersonic separated flow over a compression corner with side walls." In XX International conference on the methods of aerophysical research (ICMAR 2020), pp. 197-198. 2020. (тезисы к докладу).
 11. Трубицына Л.П., Запрягаев В.И., Кавун И.Н. Влияние бокового стекания на структуру сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия/Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии: Тезисы докладов XV Всероссийской конференции молодых учёных / под ред. В. В. Козлова, 26 февраля-5 марта 2021г., Новосибирск – Шерегеш.
 12. Trubitsyna, L. P., V. I. Zapryagaev, and I. N. Kavun. "Structure of a supersonic separated flow over a compression corner with side walls." *Journal of Physics: Conference Series ICMAR 2020*.
 13. Трубицына Л.П., Запрягаев В.И., Кавун И.Н. Особенности измерений при помощи трубки Пито в пристенной области сверхзвуковых течений/XLV Академические чтения по космонавтике (Королёвские чтения), 30 марта-02 апреля 2021г., Москва.
 14. Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Трубицына Л.П. Влияние зонда на результаты измерения полного давления в зоне присоединения сверхзвукового ламинарного отрывного течения/Теплофизика и аэромеханика, т. 27, 2021 (в печати).