

Федеральное государственное учреждение
"Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша
Российской академии наук".

На правах рукописи

Ханхасаева Яна Владиславовна

**Влияние вложения энергии в поток на трехмерное обтекание летательных
аппаратов**

Специальность 1.1.9 - Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
Луцкий Александр Евгеньевич

Москва

2023

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Математические модели и алгоритмы	23
1.1 Модель нестационарных осредненных по Фавру и Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (URANS).....	23
1.2 Модель турбулентности Спаларта-Аллмараса	25
1.3 Модель турбулентности SST Ментера	26
1.4 Численный метод	28
1.5 Верификация и валидация алгоритма.....	29
1.5.1 Обтекание модели ЛА НВ-2	29
1.5.2 Обтекание модели ЛА Х-43	30
1.5.3 Моделирование развития зоны энергоподвода в покоящейся воздушной среде.....	32
Глава 2. Источник энергии в сверхзвуковом потоке.....	34
2.1 Исследование сеточной сходимости.....	35
2.2 Свойства теплового следа за источником	36
Глава 3. Исследование влияния вложения энергии в поток на течение в донной области.....	43
3.1. Постановка задачи	44
3.2 Основные закономерности перестройки течения при вложении энергии перед носовой частью модели	46
3.3 Численные исследования влияния вложения энергии около боковой части модели	51
3.4 Численные исследования влияния комбинированного вложения энергии в донной области.	55
Глава 4. Комплексное изучение влияния вложения энергии на трехмерные режимы обтекания модели ЛА при различных углах атаки и параметров источника	60

4.1	Постановка задачи	60
4.2	Структура течения при вложении энергии перед носом модели.....	62
4.2.1	Влияние мощности источника.....	66
4.2.2	Влияние расстояния от источника до тела.....	68
4.2.3	Влияние сдвига источника в вертикальной плоскости.....	70
4.2.4	Влияние формы источника	74
4.2.5	Влияние вложения энергии на тепловой поток	75
4.3	Влияние вложения энергии перед крыльями.....	79
Глава 5. Исследование влияния вложения энергии на обтекание модели высокоскоростного ЛА сложной формы		82
5.1	Постановка задачи	83
5.2	Обтекание невозмущенным потоком, влияние угла атаки.....	86
5.3	Влияние вложения энергии перед носовой частью модели	88
5.4	Влияние вложения энергии в воздухозаборнике.....	92
Заключение		95
Список литературы:		97

Введение

Актуальность темы работы:

Для создания новых образцов аэрокосмической техники весьма важен поиск и разработка новых эффективных средств, позволяющих управлять характеристиками газового потока вблизи поверхности летательного аппарата, контролировать передачу тепла и массоперенос в пограничном слое, снижать поверхностное трение, задерживать ламинарно-турбулентный переход, управлять отрывом потока, уменьшать время воспламенения и управлять процессом горения сверхзвуковых потоков горючего в прямоточном двигателе. Эти задачи традиционно решаются, главным образом, путем совершенствования формы летательного аппарата и элементов его конструкции. Однако, возможности такого подхода, в ряде случаев, фактически, исчерпаны.

Одним из способов улучшения аэродинамических характеристик перспективных летательных аппаратов является управляемое воздействие на набегающий поток, которое может быть осуществлено различными способами, в частности при помощи локализованного в небольшом замкнутом объеме подвода энергии. Возможность дистанционного подвода энергии к сверхзвуковому потоку подтверждена в экспериментах, выполненных в последние десятилетия [7-15].

Для любого затупленного тела наряду с решением с отошедшей ударной волной формально возможно бесконечное количество решений с передним конусом, заполненным покоящимся газом, имеющим постоянное давление [1]. Для такого решения сопротивление тела будет существенно ниже. Внесение различных возмущений в набегающий поток перед носовой частью, может приводить к формированию решения такого типа. Одним из хорошо известных способов такой трансформации решения является установка выступающего из носовой части элемента типа иглы [44]. Другим способом является вложение энергии в поток перед носовой частью летательного аппарата. Детальное

сравнение достоинств и недостатков этих подходов не является, однако, предметом настоящей диссертационной работы.

За областью энерговклада формируется тепловой след с пониженными значениями чисел Маха, полного давления и скоростного напора, благодаря которому изменяется режим обтекания тела. В зависимости от размеров области энерговклада имеют место различные режимы обтекания ЛА. Наиболее эффективным является энерговоложение в малую по сравнению с размерами обтекаемого тела область, поскольку в этом случае ударно-волновая структура перед телом перестраивается таким образом, что его сопротивление существенно снижается. При этом сэкономленная за счет снижения сопротивления мощность двигателя превышает затраты на энерговоложение.

Начало данной тематике положили работы [7,8]. К настоящему времени выполнен большой объем как экспериментальных, так и численных исследований по данной тематике, изданы монографии [9-11]. В частности, в экспериментальных работах [8,12] рассматривалось влияние оптического пульсирующего разряда, в [13,14] – дугового разряда, в [15] – СВЧ-разряда. Численные исследования проводились с помощью двумерных уравнения Эйлера, как в плоской, так и в осесимметричной постановке [12,16-18], осесимметричных уравнений Навье-Стокса [13,19,20] и трехмерных уравнений Навье-Стокса [15,20-23]. В ряде вышеперечисленных работ отмечено существенное снижение (до 50%) волнового сопротивления, выявлено несколько режимов обтекания в зависимости от параметров источника.

Ряд вопросов требует, однако, дальнейших исследований. До сих пор основное внимание уделялось изучению перестройки течения вблизи носовой части летательного аппарата. При этом не вполне ясным остается вопрос о влиянии вложения энергии перед носовой частью на величину донного давления, которое вносит заметный вклад в общее сопротивление летательного аппарата.

В большинстве вышеописанных работ эффект энерговоложения рассматривался на примере тел довольно простой формы (сфера, конус,

затупленные и заостренные цилиндры, крыловые профили), т.е. отдельных элементов конструкции ЛА. В настоящее время все более актуальным становится исследование комплексного влияния вложения энергии в различных областях потока на обтекание ЛА сложной, близкой к реальной, конфигурации.

Степень научной разработанности темы:

Выполненные к настоящему времени исследования по теме диссертации можно с некоторой долей условности разделить на несколько направлений:

- 1) экспериментальные исследования по снижению сопротивления,
- 2) численные исследования по снижению сопротивления,
- 3) исследования по комплексному управлению аэродинамическими характеристиками летательных аппаратов.

1) Экспериментальные исследования по снижению сопротивления

Возможность дистанционного вложения энергии в высокоскоростной поток исследовалась учеными довольно долгое время. Эксперименты, изучавшие возможность применения электрического разряда для снижения сопротивления тел при помощи подвода энергии в набегающий поток, выявили его как один из способов реализации данного подхода.

Свойства поперечного разряда на помещенных в сверхзвуковой поток электродах изучены в [24,25]. Электрический разряд – “дуга”, аналогичный разряду в неподвижном газе, реализуется лишь при низких скоростях потока. Для высоких скоростей разряд представляет собой два плазменных шнура, которые замыкаются перемычкой, положение которой изменяется циклически, что приводит к колебательному режиму даже в тлеющем разряде.

Влияние продольного электрического разряда на сопротивление различных тел рассматривалось в работах [26-33]. Техническая реализация электрического разряда может осуществляться различными способами. В [26] анод и катод располагались отдельно от тела на некотором удалении от него. В

[27,28] модели имели встроенные электроды, что позволяло создавать как тлеющие, так и импульсно-периодические разряды в передней части тел. В [29] было предложено использовать в качестве анода тонкую пластину или кольцо, расположенные в набегающем потоке и не создающие значительных возмущений, а в качестве катода – затупленное тело. Так удалось зажечь продольный тлеющий разряд в гиперзвуковом газовом потоке непосредственно перед лобовой поверхностью тела. Визуально зафиксирована диссипация головного скачка уплотнения и образование косых висячих скачков на периферии катодной части разряда. Таким образом, катод и область разряда формируют новое эффективное тело, которое обтекается сверхзвуковым потоком. Измерены профили распределений полного давления и температуры поперек разряда. Зафиксированы потери полного давления в области разряда, многократно превышающие потери за прямым скачком уплотнения. В [26] изучена зависимость давления торможения от вклада электрической энергии. В [27,28] получено снижение сопротивления от 5 до 10 % в зависимости от модели, полярности включения электродов и типа разрядов, а в отдельных случаях даже его увеличение.

В [30] развита концепция “Air-Spike”, дословно “воздушная игла”. Для моделирования эффекта был проведен эксперимент по созданию теплового источника в сверхзвуковом потоке при помощи дугового электрического разряда на конце тонкого полого стержня, установленного перед диском, и зафиксирована форма головной ударной волны. Выполнены численные расчеты обтекания энергоисточника (без тела) для условий эксперимента, и путем сравнения формы и положения головной ударной волны определена мощность, реально вкладываемая в газовый поток. Оказалось, что она составляет примерно половину мощности разряда, а остальная энергия затрачивается на нагрев электродов и излучение.

Безэлектродный СВЧ разряд, который может возникать при фокусировке микроволнового излучения, был обнаружен в середине прошлого века и его исследования проводились в применении к решению специальных задач. Таким

образом, появился еще один способ дистанционного локального подвода энергии в воздухе. В настоящее время, в связи с развитием плазменной аэродинамики, работы получили дальнейшее развитие. Стримерный разряд может быть реализован в сверхзвуковом потоке воздуха с использованием сравнительно маломощных и доступных СВЧ источников, что делает реальными перспективы использования разрядов данного типа в прикладной аэродинамике.

Исследования по использованию СВЧ разряда для управления аэродинамическими характеристиками различных тел представлены в работах [34-38]. В некоторых работах отмечено размывание головной ударной волны и динамическое снижение сопротивления. Показано, что эффективность расходования энергии возрастает при увеличении числа Маха.

В [34] представлены методы и результаты экспериментальных исследований по взаимодействию плазменных образований, создаваемых импульсно-периодическим СВЧ разрядом, с ударной волной перед затупленным телом в сверхзвуковых потоках воздуха. Приводятся данные по эволюции области разряда и динамике изменения течения около модели. Свободный мощный микроволновый разряд в виде вытянутого вдоль потока эллипсоида реализован в сверхзвуковом потоке в [15]. Экспериментально обнаружена перестройка головных ударно-волновых структур как для затупленных, так и для заостренных тел.

В [36] изложены результаты экспериментальных исследований нового типа разряда – СВЧ разряда в пограничном слое около диэлектрического тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком воздуха. Оказалось, что в этом случае разряд при иницировании у точки закрепления тела быстро распространяется с волной ионизации и заполняет всю поверхность. Предполагается, что поверхностный разряд может существенно снизить сопротивление трения. Для антенны с трапецевидным наконечником при мощном СВЧ импульсе достаточной длительности, плазма “стекает” с передней кромки в виде светящегося шара, образуя объемный микроволновый разряд. Визуально

зафиксировано изменение головной ударно-волновой структуры при включении разряда.

Еще одним способом вложения энергии в воздух является лазер. При фокусировке излучения мощного лазера в газовой среде происходит оптический пробой – создается светящаяся область, в которой происходит интенсивное поглощение энергии [39]. Современные мощные лазеры работают в импульсно-периодических режимах, что накладывает некоторые ограничения при их использовании для создания плазменных образований в сверхзвуковых потоках. Результаты экспериментальных исследований про воздействие лазерного импульса на обтекание различных тел представлены в работах [40-47]. В ряде работ отмечена перестройка головной ударно-волновой структуры и образование передней отрывной зоны, которая сохранялась в течение времени импульса.

В [8] выявлена существенная зависимость эффективности подвода энергии от частоты повторения импульсов. В [41] на основе анализа экспериментальных данных изучены условия перехода к установившемуся режиму сверхзвукового течения при импульсно-периодическом оптическом разряде.

В [42] с помощью импульсного оптического разряда удалось предотвратить генерацию высокотемпературной струи, образовывавшейся при неудачном взаимодействии скачков уплотнения при обтекании экспериментального гиперзвукового самолета X-15 и приведшей к разрушению пилона одного из двигателей и крушению летательного аппарата. Отмечено также импульсное снижение давления на поверхности, достигающее 40%.

Использование явления оптического пробоя позволяет осуществить безэлектродный подвод энергии к высокоскоростному потоку и проводить экспериментальные исследования по воздействию плазменных образований как на сам поток, так и на тела, помещенные в этот поток. Однако, при оценке возможности использования данного способа создания плазменных образований для управления обтеканием тел следует учитывать высокие

значения мощности лазерного излучения, необходимые для организации и локализации лазерной искры. В ряде работ рассматриваются возможные способы уменьшения этой мощности [16].

2) Численные исследования по снижению сопротивления

В теоретических работах для описания воздействия плазменных образований на поток и тела, помещенные в поток, как правило, используются упрощенные математические модели, не учитывающие истинных механизмов подвода энергии, но позволяющие исследовать газодинамические аспекты такого взаимодействия.

Численные исследования проводились с помощью уравнений Эйлера в двумерной [50], осесимметричной [12,16-18,32,49] и трехмерной постановках [37], а также с помощью уравнений Навье-Стокса в двумерной [51], осесимметричной [13,19,20,46,53] и трехмерной [15,20-23,45,52] постановках.

В [54] обнаружена возможность значительного снижения сопротивления затупленного тела при использовании небольших источников энергии за счет изменения режима обтекания и перестройки головной ударно-волновой структуры. Проведено сравнительное исследование обтекания затупленных тел гиперзвуковым потоком при использовании одного и того же источника, имеющего форму вытянутого вдоль потока тонкого цилиндра, расположенного на оси симметрии течения. Введен в рассмотрение показатель эффективности, выражающий отношение изменения мощности, расходуемой на преодоление волнового сопротивления, к мощности энергоисточника. Показано, что удлинение тела приводит к уменьшению как поперечного, так и продольного размера передней отрывной зоны. За счет наличия передней отрывной зоны подвод энергии нивелирует разницу в коэффициенте сопротивления тел с различным удлинением, поэтому для более затупленных тел относительное и абсолютное снижение сопротивления больше и, соответственно, эффективность выше.

В [17] в рамках уравнений Эйлера в осесимметричной постановке исследовано влияние энергозложения перед телом на волновое сопротивление затупленных и заостренных тел, выявлено несколько режимов обтекания в зависимости от параметров источника. Для заостренных тел выявлена возможность как регулярное обтекания, которого сохраняется присоединенный скачок уплотнения, а статическое давление на поверхности изменяется лишь в области следа, так и нерегулярного режима с передней отрывной зоной. Эффективность расходования энергии при таком способе воздействия увеличивается многократно.

В [55] приведены сравнительные результаты экспериментов и численных расчетов. Сформулирована интегральная "теорема сравнения" энергетического и динамического способов управления обтеканием тел, которая позволяет оценить их эффективность в зависимости от числа Маха набегающего потока.

Для экспериментальных установок типичны импульсно-периодические режимы работы устройств, обеспечивающих создание плазменных образований. Такие устройства на несколько порядков мощнее стационарных и проще в реализации. В работах [20,56] численно исследовалась возможность снижения сопротивления различных тел при помощи таких источников энергии. В [56] впервые в расчетах зафиксирован пульсирующий и квазистационарный режимы обтекания тел. Показано, что при высокой частоте повторения импульсов наблюдается течение, близкое к стационарному, и достигается значительное снижение сопротивления. В [20] показано, что в случае пульсационного режима энергозклада имеет место кумулятивный эффект и в зависимости от мощности и частоты источника реализуется квазистационарный или нестационарный режим.

В [58] введено понятие "запирания" течения для объяснения эффекта "насыщения потока энергией" и предложена аналитическая формула для отыскания критической интенсивности энергоисточников. Показано, что известная модель квазиодномерных изобарических течений адекватно

описывает эффект безударного торможения потока и позволяет получить распределение параметров в следе.

Исследования, проводимые в [20], показали, что тепловые потоки при нерегулярном обтекании сферы перераспределяются: максимум достигается на боковой поверхности сферы, а не в приосевой зоне. Уровень тепловых потоков не превышает таковой для обтекания без подвода энергии, однако факт их перераспределения должен быть принят во внимание при проектировании теплозащиты.

В [22] исследовано влияние локального энерговложения с помощью лазера на сверхзвуковое обтекание сферы в трехмерной постановке. Была разработана модель вложения энергии лазером, отражающая механизм поглощения энергии на основе поглощения и отражения лазерного луча. Пробой воздуха симулировался 11-компонентной химико-кинетической моделью. Получено, что энерговложение является эффективным с точки зрения снижения поверхностного давления и не столь эффективным в плане уменьшения скорости поверхностного теплообмена.

В [16] в рамках уравнений Эйлера в осесимметричной постановке проводилось численное моделирование гиперзвукового ($M = 5$) обтекания тел со сферическим и коническим затуплением с шаром малого диаметра ("пеллет"), выделяющим энергию, на некотором расстоянии от тела. Предполагалось, что шар будет выстреливаться из главного тела в случае практического применения. Было показано, что эффект в данном случае является комбинацией механического (наличие перед главным телом препятствия или обтекание иглы) и энергетического (вложение энергии в поток) воздействий. Снижение сопротивления в случае выделения шаром энергии было выше, чем при отсутствии энерговложения.

3) Исследования по комплексному управлению аэродинамическими характеристиками летательных аппаратов

Вложение энергии может быть использовано не только для снижения сопротивления, но и комплексного улучшения аэродинамических характеристик всего летательного аппарата в целом.

Волновое сопротивление крыльев составляет лишь незначительную часть сопротивления летательных аппаратов, в то время как подъемная сила для летательных аппаратов традиционной компоновки, создается, главным образом, крыльями. Поэтому в данном случае внимание следует уделить не столько эффекту снижения лобового сопротивления, сколько возможности снижения сопротивления трения и повышения аэродинамического качества. Так как в области подвода энергии наблюдается значительное повышение статического давления, то при организации энергоисточников под несущими поверхностями можно ожидать соответственное увеличение подъемной силы, которое позволит уменьшить угол атаки и снизить волновое сопротивление, что, возможно, компенсирует некоторое его увеличение, вызванное подводом энергии.

В [59] исследовано течение, образующееся при вложении энергии перед тонким профилем крыла, расположенного под малым углом атаки. Показано, что можно добиться увеличения подъемной силы при некотором снижении сопротивления. Изменение положения области подвода энергии в поперечном направлении приводит к перераспределению давления на нижней и верхней плоскостях профиля.

Учитывая большую площадь несущих поверхностей, особенно актуальной является задача уменьшения сопротивления трения. Известно, что к снижению сопротивления трения приводит нагрев поверхности. Однако, такой подход может быть сопряжен с рядом технических трудностей. Альтернативным способом увеличения температуры газа является организация в пограничном слое локализованных источников энергии.

Для ламинарного пограничного слоя снижение сопротивления трения наблюдается лишь в области подвода энергии. Для турбулентного пограничного слоя эффект снижения сопротивления трения сохраняется на расстоянии нескольких калибров длины области подвода энергии [60,61]. В перечисленных работах использовалось условие постоянства температуры стенки и было отмечено значительное увеличение тепловых потоков именно на тех участках поверхностей, где наблюдалось уменьшение трения.

Выемки, в случае их наличия на поверхности летательного аппарата, также могут вносить вклад в сопротивление. В [57] исследовалось влияние пульсационного вложения энергии лазером на сверхзвуковое обтекание каверны в рамках трехмерных уравнений RANS. Энергия вкладывалась в область за передним углом каверны. Исследования показали, что энерговложение привело к ослаблению пульсаций давления в каверне и понижению давления на передней, нижней и задней стенках каверны.

В [62] получены новые критерии эффективности, основанные на функциональном назначении летательных аппаратов. Использована модель квазиодномерного изобарического подвода энергии и уравнения динамики точки переменной массы. Учитываются специфические характеристики самих аппаратов, используемых топлив и двигателей. Получены оценки увеличения дальности полета на активном участке для "снарядов" и в крейсерском режиме для "самолетов", оценки экономии топлива при выведении воздушно-космического самолета на околоземную орбиту, оценка необходимого коэффициента полезного действия преобразования энергии топлива в энергию нагрева газа. Показано, что для аппаратов любого типа приемлемая эффективность достигается при больших числах Маха и лишь при условии значительного энерговклада в поток, что потребует изменения интегральных компоновок как самих аппаратов, так и двигателей. Следует учесть, что рассматривается схема непосредственного снижения сопротивления за счет уменьшения скоростного напора потока на летательный аппарат в целом. Для варианта же с нерегулярным обтеканием, т.е. с перестройкой ударно-волновой

структуры, в работе [20] при сверхзвуковом обтекании затупленного тела показано, что энергозатраты снижают затраты топлива на 15-20%, если мощность источника больше или равна 10% мощности двигателя.

Как видно из приведенных сведений, к настоящему моменту накоплен весьма большой объем данных по энергетическому воздействию на обтекание летательных аппаратов. Систематизация и обобщение этих данных является самостоятельной и сложной работой, которая не является предметом представленной диссертации. Значительная часть таких обобщающих результатов представлена в отмеченной ранее монографии [9]. Нужно отметить также, что значительная часть рассмотренных задач решены в двумерной постановке (плоской или осесимметричной) и относятся к объектам достаточно простой формы. Поэтому весьма актуальной является задача исследования энергетических воздействий на обтекание летательных аппаратов достаточно сложной формы в трехмерной постановке.

Цели диссертационной работы:

Цель диссертационной работы состоит в комплексном исследовании влияния вложения энергии в различные области потока на режимы трехмерного обтекания летательных аппаратов сложной формы. В связи с чем были решены следующие задачи:

- 1) Сформулирована математическая модель трехмерного обтекания летательных аппаратов при наличии источников энергии в потоке. Модель основана на нестационарных осредненных по Фавру и Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (URANS) с использованием моделей турбулентности Спаларта-Аллмараса (SA) и SST Ментера. Разработан алгоритм расчета сложных течений с учетом вложения энергии.
- 2) Проведены параметрические исследования свойств теплового следа за источником энергии.
- 3) В рамках разработанной модели численно исследовано влияние вложения энергии в области перед телом, на боковой поверхности и в области донного

среза на обтекание модели: на структуру течения, величину донного давления, аэродинамические характеристики.

4) В трехмерной постановке численно исследовано влияние вложения энергии в различные области потока на трехмерное обтекание летательного аппарата (ЛА) сложной формы и структуру течения. Определено влияние угла атаки, параметров и расположения источника энергии на аэродинамические характеристики ЛА, а также тепловые потоки к его поверхности.

5) В трехмерной постановке численно исследовано влияние источников энергии в потоке на обтекание модели высокоскоростного ЛА (ВЛА), оснащенного прямоточным воздушно-реактивным двигателем. Определено влияние вложения энергии на аэродинамические характеристики ЛА и режимы течения в воздухозаборнике.

Методы исследования и степень достоверности результатов:

В работе используются методы численного моделирования. Используется математическая модель нестационарных осредненных по Фавру и Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (URANS), включающая источник энергии. Модели турбулентности - Спаларта-Алларамаса и SST Ментера. Расчеты проводились на гексагональных блочно-структурированных сетках. Дискретизация по пространственным переменным производится методом конечных объемов. Для аппроксимации невязкого потока на грани счетной ячейки используется обобщенная схема Годунова с интерполяционными схемами TVD и WENO. Аппроксимация по времени производится как явной, так и неявной на основе метода LU-SGS схеме. В качестве языка программирования используется C++. Параллельная реализация осуществляется с помощью протокола MPI.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием хорошо обоснованных в мировой практике подходов к построению численных алгоритмов, результатами компьютерного моделирования ряда задач, для которых проведено сопоставление полученных решений с экспериментальными и расчетными данными.

Научная новизна:

Научная новизна определяется рядом результатов численного моделирования:

- 1) Исследовано влияние энерговложения в область перед телом и в его окрестности на донное течение. Впервые показано, что вложение энергии перед носовой частью объекта не приводит к росту донного сопротивления.
- 2) Впервые проведено комплексное исследование влияния вложения энергии в различных областях потока на трехмерное обтекание летательного аппарата сложной формы. Проведен анализ результатов моделирования и получены рекомендации о рациональном выборе параметров источников энергии при проектировании ЛА различных компоновок.
- 3) Впервые показано, что рациональное расположение источника энергии позволяет увеличить расход и полное давление на входе в воздухозаборник прямоточного двигателя.

Положения, выносимые на защиту:

- 1) Результаты параметрических исследований свойств теплового следа за источником энергии в сверхзвуковом потоке в зависимости от формы и размеров источника, мощности вложения энергии и числа Маха набегающего потока.
- 2) Результаты численных исследований влияния вложения энергии перед носовой частью модели на течение в донной области и донное давление.
- 3) Рациональные варианты расположения, размеров и мощности источников энергии, обеспечивающие снижение сопротивления и повышение аэродинамического качества при трехмерном обтекании ЛА сложной формы.
- 4) Результаты численных исследований влияния вложения энергии при обтекании модели ВЛА, которые обеспечивают повышение аэродинамических характеристик, увеличение расхода и полного давления в воздухозаборнике прямоточного двигателя.

Научная значимость и практическая ценность:

Традиционным способом улучшения аэродинамических характеристик летательного аппарата является оптимизация его формы. Для некоторых объектов возможности такого подхода в значительной степени исчерпаны. Существуют и альтернативные методы, которые направлены на изменение характеристик газового потока в окрестности поверхности ЛА. Одним из таких способов является вложение энергии в небольшую область перед или в окрестности поверхности ЛА, что за счет перестройки течения позволяет существенно улучшить его аэродинамические характеристики.

Теоретическая значимость работы состоит в исследовании различных явлений существенной перестройки течения в результате относительно малых возмущениях набегающего потока. В практическом плане работа дает рекомендации о рациональном расположении источников энергии при проектировании ЛА различных компоновок. Показано, в частности, что вложение энергии перед носовой частью не приводит к росту донного сопротивления.

Апробация:

Результаты работы прошли апробацию на российских и международных конференциях:

- 1) Кудряшов И.Ю., Луцкий А.Е., Ханхасаева Я.В. Численное исследование влияния вложения энергии в поток на течение в донной области // V Международная конференция «Математика, ее приложения и математическое образование», Улан-Удэ, 2014.
- 2) Луцкий А.Е., Ханхасаева Я.В. Влияние энерговложения на течение в донной области модели // “Ломоносовские Чтения 2014”, Механико-математический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 2014.

- 3) Ханхасаева Я.В., Луцкий А.Е. Задача 3D обтекания модели летательного аппарата при активном воздействии на поток // Международная конференция “Дифференциальные уравнения и математическое моделирование”, 22 – 27 июня 2015 г., Улан-Удэ, Россия.
- 4) Луцкий А.Е., Ханхасаева Я.В. Исследование влияния подвода энергии в поток на режим обтекания модели летательного аппарата // XI Всероссийский Съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики, 20 - 24 августа 2015 г., г. Казань.
- 5) Lutsky A.E., Khankhasaeva Ya.V. The Influence of the Energy Sources on the Flow Around Aircraft Models // 15-е Международное Собрание по Магнитоплазменной Аэродинамике (WSMPA 2016), 19-21 апреля 2016 г., Москва.
- 6) Борисов В.Е., Луцкий А.Е., Ханхасаева Я.В.. Влияние источников энергии в потоке на обтекание ГЛА Х-43 // 10-я Всероссийская школа-семинар "Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем", АФМ-2016, 5-9 декабря 2016 г., Москва.
- 7) Khankhasaeva Ya., Borisov V., Lutsky A. Energy Impact on the Flow Around Hypersonic Flying Vehicles // Japan-Russia workshop on innovative approaches and supercomputer technologies in computational physics, Moscow, March 14-15, 2017.
- 8) Ханхасаева Я.В., Борисов В.Е., Луцкий А.Е. Влияние источников энергии в потоке на обтекание гиперзвуковых летательных аппаратов // 16-ое Международное Собрание по Магнитоплазменной Аэродинамике (WSMPA 2017), 5-7 апреля 2017 г., Москва.
- 9) Ханхасаева Я.В., Борисов В.Е., Луцкий А.Е. Обтекание ГЛА Х-43 при наличии внешних источников энергии // VI Международная конференция “Математика, ее приложения и математическое образование (МПМО17)”. 26 июня - 1 июля 2017 г., Улан-Удэ.
- 10) Луцкий А.Е., Ханхасаева Я.В., Численное моделирование сверхзвукового обтекания затупленного тела при периодическом энерговыделении // Аналитические и численные методы решения задач гидродинамики,

математической физики и биологии. Международная конференция, посвященная 100-летию К.И. Бабенко. 2019.

11) Khankhasaeva Ya.V., Lutsky A.E., Energy source influence on three-dimensional flow past an aircraft // 20-ое Международное Собрание по Магнитоплазменной Аэродинамике (WSMPA 2021), 25-27 мая 2021 г., Москва.

12) Ханхасаева Я.В., Вложение энергии как средство управления аэродинамическими характеристиками летательных аппаратов // Конференция СМУиС ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 24 марта 2023 г., Москва.

13) Ханхасаева Я.В., Луцкий А.Е. Трехмерное обтекание летательного аппарата сложной формы при различных углах атаки и наличии энергоисточника // VIII Международная конференция "МАТЕМАТИКА, ЕЁ ПРИЛОЖЕНИЯ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБРАЗОВАНИЕ" (МПМО'23), Россия, г. Улан-Удэ, оз. Байкал, 26 июня - 1 июля 2023.

Основные результаты по теме диссертации были опубликованы в 9 печатных изданиях [95-103], 7 из которых включены в список ВАК [95,96] или входят в мировые индексы цитирования (SCOPUS, Web of Science) [97-101]. Работа [101] написана без соавторов. На программный комплекс (PULSAR3D++) получено свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ [104].

Личный вклад автора:

Все результаты, выносимые на защиту, получены соискателем лично. Все численные исследования, представленные в данной работе, были проведены лично автором. Автор подобрал параметры и условия численных экспериментов (выбор и геометрические характеристики обтекаемых моделей, параметры набегающего потока и источников энергии), провел расчеты (тепловой след в сверхзвуковом потоке, сверхзвуковое обтекание различных моделей при наличии источников энергии) и анализ полученных результатов.

Соискатель также принимал участие в разработке программного комплекса (PULSAR3D++), с помощью которого проводились численные расчеты.

Научный руководитель д.ф.-м.н. Луцкий А.Е. поставил первоначальную задачу и участвовал в обсуждении результатов.

Автор выражает особую благодарность своему научному руководителю за ценные советы и замечания, а также огромную помощь в ведении научной деятельности.

Объем и структура диссертации:

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 107 страниц, включая 63 рисунка и 12 таблиц. Список литературы содержит 104 наименований.

Первая глава посвящена описанию математической модели для описания течений вязкого теплопроводного газа с учетом вложения энергии в поток. В ней приводится подробное описание подходов, основанных на решении нестационарных осредненных по Фавру и Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (URANS) с использованием моделей турбулентности Спаларта-Аллмараса и SST Ментера, включающая источник энергии. Описывается алгоритм расчета сложных течений с учетом вложения энергии. Рассматриваются используемые численные методы. Приводятся результаты верификации и валидации модели путем численного решения тестовых задач и сравнения полученных результатов с экспериментальными и численными данными других авторов.

Во второй главе проводится параметрическое исследование свойств теплового следа за источником энергии. Выполнено исследование численной сходимости. Выявлены основные закономерности зависимости параметров следа за энергоисточником от его формы и размеров, мощности вложения энергии, числа Маха набегающего потока.

В третьей главе проводится численное исследование влияние энерговклада на обтекание простейшей формы модели ЛА в области перед телом, на боковой поверхности и в области донного среза на структуру течения,

аэродинамические характеристики и донное давление. Выявлено, что вложение энергии перед телом приводит к существенному снижению сопротивления, но при этом не приводит к росту донного сопротивления. Вложение энергии в области вблизи боковой поверхности и в области донного среза повышают донное давление.

В четвертой главе проводится численное исследование влияния энерговложения перед носом и крыльями на обтекание летательного аппарата сложной формы потоком вязкого теплопроводного газа. Определено влияние угла атаки, параметров и расположения источника энергии на аэродинамические характеристики ЛА, а также тепловые потоки к его поверхности. Выявлены рациональные варианты параметров энергоисточника, с точки зрения энергоэффективности, снижения сопротивления и аэродинамического качества.

В пятой главе проводится численное исследование влияние источников энергии в потоке на обтекание модели высокоскоростного летательного аппарата (ВЛА), оснащенного прямоточным двигателем. Вложение энергии перед носовой частью модели ВЛА ведет к некоторому снижению лобового сопротивления. Помимо влияния на аэродинамические характеристики, вложение энергии перед телом за счет изменения структуры течения существенно увеличивает расход и полное давление на всем протяжении тракта прямоточного реактивного двигателя.

Глава 1. Математические модели и алгоритмы

Требования к математической модели и численным алгоритмам определяются свойствами рассматриваемого течения. На основании анализа работ других авторов и опыта собственных расчетов в качестве основной математической модели используется система нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (URANS) с моделями турбулентности SA [66,67] и SST [68]. Как отмечалось во Введении, вложение в поток энергии электрического разряда или лазера сопровождается рядом весьма сложных физико-химических процессов, которые подробно описаны в монографии [5]. Поскольку целью диссертации является исследование газодинамических следствий вложения энергии, была использована простая модель, состоящая во включении источника конечных размеров в правую часть уравнения баланса энергии. Мощность вложения энергии в общем случае зависит от пространственных координат и времени. Такой подход, используемый и другими авторами, позволяет моделировать нестационарное (импульсное) вложение энергии, что характерно для многих типов электрических разрядов. Кроме того имеется возможность моделировать одновременное вложение энергии в различных областях пространства, например перед носовой частью и крыльями.

1.1 Модель нестационарных осредненных по Фавру и Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (URANS)

Система нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (URANS), дополненная источниковым членом в уравнении сохранения энергии записывается в следующем виде:

$$\partial U / \partial t + \partial F_j / \partial x_j - \partial G_j / \partial x_j = H, \quad (1)$$

где суммирование ведется по $j = 1, 2, 3$, U – вектор консервативных переменных, F и G – векторы невязких и вязких потоков соответственно, H – вектор правой части:

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ \rho E^* \end{pmatrix}, \quad F_j = \begin{pmatrix} \rho u_j \\ \rho u_j u_1 + \delta_{1,j} p \\ \rho u_j u_2 + \delta_{2,j} p \\ \rho u_j u_3 + \delta_{3,j} p \\ u_j (\rho E + p) \end{pmatrix}, \quad G_j = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{1j} \\ \tau_{2j} \\ \tau_{3j} \\ \tau_{ij} u_i + h_j \end{pmatrix}, \quad H = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ q(x, y, z, t) \end{pmatrix}.$$

Здесь ρ – плотность, u_j – компоненты вектора скорости, τ_{ij} – компоненты тензора вязких напряжений, $\delta_{i,j}$ – тензор Кронекера, $q(x, y, z, t)$ – мощность источника энергии в расчете на единицу объема, E – полная энергия. Термодинамическое давление p вычисляется по уравнению состояния совершенного газа:

$$p = (\gamma - 1) \rho \left(E - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 u_j^2 \right).$$

Здесь γ – показатель адиабаты, для воздуха $\gamma = 1.4$. Компоненты тензора вязких напряжений и вектора теплового потока имеют вид

$$\tau_{ij} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{i,j} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{i,j},$$

$$h_j = \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j}.$$

В приведенных выше уравнениях T является температурой газа и определяется из формулы

$$T = p / \rho R,$$

где R – газовая постоянная, для воздуха $R = 287$ Дж/(кг · К).

«Эффективное» значение коэффициентов вязкости и теплопроводности определяется как

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t, \quad \lambda_{eff} = C_p (\mu / Pr + \mu_t / Pr_t).$$

Здесь C_p – коэффициент удельной теплоемкости газа при постоянном давлении. Pr и Pr_t – ламинарное и турбулентное числа Прандтля, для воздуха

принимается $Pr = 0.7$, $Pr = 0.9$. Молекулярная вязкость определяется следующей степенной зависимостью:

$$\mu / \mu_0 = (T / T_0)^s,$$

в настоящей работе взято $s = 0.76$, μ_0 – молекулярная вязкость при опорной температуре T_0 .

Величина μ_t обозначает добавочную турбулентную вязкость, которая определяется моделью турбулентности.

1.2 Модель турбулентности Спаларта-Аллмараса

Разработка различных методов моделирования турбулентных течений началась еще в прошлом веке и продолжается и по сей день [64-68]. Поскольку в дальнейшем в структуре течения будут фигурировать отрывные течения, в данной работе используется вариант однопараметрической модели турбулентности Спаларта-Аллмараса (SA) для сжимаемых течений [66] с модификацией Эдвардса [67]. В рамках этой модели осредненная величина кинетической энергии турбулентных пульсаций не может быть найдена напрямую, в силу чего полагается $k = 0$.

Турбулентная вязкость задается соотношением

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}, \quad \chi \equiv \rho \frac{\tilde{\nu}}{\mu},$$

где $\tilde{\nu}$ – модельная величина, которая определяется из основного уравнения модели

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \tilde{\nu}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \tilde{\nu} \mathbf{u}) = \rho (P_{\tilde{\nu}} - D_{\tilde{\nu}} + T_{\tilde{\nu}}) + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \nabla \cdot [(\mu + \mu_t) \nabla \tilde{\nu}] + \\ + \frac{C_{b2}}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \rho (\nabla \tilde{\nu})^2 - \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}} \rho} (\mu + \rho \tilde{\nu}) \nabla \rho \cdot \nabla \tilde{\nu}. \end{aligned} \quad (2)$$

Величины $P_{\tilde{\nu}}$ и $D_{\tilde{\nu}}$, отвечающие соответственно за производство и диссипацию турбулентности, и $T_{\tilde{\nu}}$ – за определение ламинарно-турбулентного перехода в ПС, записываются в виде

$$P_{\tilde{v}} = C_{b1}(1 - f_{t2})\tilde{S}\tilde{v}, \quad D_{\tilde{v}} = \left(C_{w1}f_w - \frac{C_{b1}}{k_r^2}f_{t2} \right) \left[\frac{\tilde{v}}{s} \right]^2, \quad T_{\tilde{v}} = f_{t1}(\Delta U)^2,$$

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6}, \quad g = r + C_{w2}(r^6 - r).$$

Здесь ΔU – модуль разности между скоростями в потоке и ближайшей точке ламинарно-турбулентного перехода, d – расстояние от твердой стенки.

В модификации Эдвардса модели Спаларта-Аллмараса величины \tilde{S} и r имеют вид

$$\tilde{S} = \sqrt{S} \left[\frac{1}{\chi} + f_{v1} \right], \quad S = \sum_{i,j=1}^3 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2,$$

$$r = \tanh \left(\tilde{v} / \tilde{S} k_r^2 d^2 \right) / \tanh(1.0).$$

Остальные величины являются константами модели SA и представлены в Табл. 1.1.

Таблица 1.1. Константы модели SA.

$\sigma_{\tilde{v}}$	k_r	C_{b1}	C_{b2}	C_{v1}	C_{w1}	C_{w2}	C_{w3}
2/3	0.41	0.1335	0.622	7.1	$C_{w1} = C_{b1} / k^2 + (1 + C_{b2}) / \sigma$	0.3	2.0

При моделировании полностью турбулентного пограничного слоя учет f_{t1} и f_{t2} не вносит существенных изменений в решение, поэтому обычно ими пренебрегают [66], что и сделано в данной работе.

1.3 Модель турбулентности SST Ментера

Также в работе используется модифицированный вариант двухпараметрической модели SST (Shear Stress Transport) Ментера [68], т.н. SST-2003.

Турбулентная вязкость задается соотношением

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\max(\omega, SF_2/\alpha)}$$

где, как и ранее, k – кинетическая энергия турбулентных пульсаций, а ω имеет смысл удельной диссипации. Данные величины определяются из уравнений модели:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{u}) = \nabla \cdot ((\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k) + P_k - \beta^* \rho \omega k, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \omega \mathbf{u}) = \nabla \cdot ((\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega) + \gamma_s \frac{\rho}{\mu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{w_2}}{\omega} \nabla k \nabla \omega. \quad (4)$$

Генерационный член P_k вычисляется в виде

$$P_k = \min(P, 10\beta^* \rho \omega k)$$

Здесь

$$P = \mu_t S^2, \quad S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

Стыковочные функции SST модели определяются согласно формулам:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad \arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\mu}{\rho \omega d^2} \right), \frac{4\rho \sigma_{w_2} k}{CD_{kw} d^2} \right],$$

$$CD_{kw} = \max \left(\frac{2\rho \sigma_{w_2}}{\omega} \nabla k \nabla \omega, 1.0 \times 10^{-10} \right),$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad \arg_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\mu}{\rho \omega d^2} \right),$$

где d – расстояние от твердой стенки.

Коэффициенты SST модели определяются в виде:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2, \quad \phi = \sigma_k, \sigma_w, \gamma_s, \beta$$

Остальные величины являются константами модели и представлены в Табл. 1.2.

Таблица 1.2. Константы модели SST

σ_{k_1}	σ_{k_2}	σ_{w_1}	σ_{w_2}	β_1	β_2	γ_{s_1}	γ_{s_2}	β^*	α	α_1	α_2	α_3
0.85	1.0	0.5	0.856	0.075	0.0828	5/9	0.44	0.09	0.31	1.0	0.4	0.2

1.4 Численный метод

Уравнения (1) дискретизируются по пространственным переменным методом конечных объемов. Предполагая, что расчетная область покрыта сеткой, состоящей из неперекрывающихся многогранных ячеек, метод конечных объемов реализуется интегрированием уравнений (1) по каждой счетной ячейке с последующим преобразованием объемных интегралов от потоков в интегралы по граням ячейки. Для аппроксимации уравнений по времени используется как явная, так и неявная (на основе LU-SGS) схемы. Дискретный вариант системы уравнений (1) имеет вид:

$$V_i \left(\frac{\bar{Q}_i^{j+1} - \bar{Q}_i^j}{\Delta t} \right) = - \sum_{\sigma} (\vec{F}_{\sigma} \cdot \mathbf{n}_{\sigma} + \vec{G}_{\sigma} \cdot \mathbf{n}_{\sigma}) s_{\sigma} + V_i H_i$$

где V_i — контрольный объем, $\vec{F}_{\sigma} = F(\bar{Q}_{\sigma})$, $\vec{G}_{\sigma} = G(\bar{Q}_{\sigma})$ — потоки через грань σ , \mathbf{n}_{σ} — единичная нормаль, а s_{σ} площадь грани σ .

$$\bar{Q}_{\sigma} = Riemann(\bar{Q}_L, \bar{Q}_R)$$

Для варианта TVD реконструкции полагается

$$\bar{Q}_L = \bar{Q}_i + 0.5\phi(\bar{Q}_i)(\bar{Q}_{i+1} - \bar{Q}_i)$$

$$\bar{Q}_R = \bar{Q}_{i+1} - 0.5\phi(\bar{Q}_{i+1})(\bar{Q}_{i+2} - \bar{Q}_{i+1}),$$

где $\phi(\bar{Q}_i)$ — некоторый ограничитель, обеспечивающий сохранение монотонности.

Для вычисления невязких потоков, соответствующих системе уравнений Эйлера, на гранях расчетных ячеек используется обобщенный метод С.К. Годунова с точным римановским солвером и реконструкцией типа TVD и WENO. При вычислении компонентов тензора вязких напряжений используются градиенты скорости, плотности и давления на гранях ячейки, которые вычисляются интерполяцией по соседним ячейкам.

Для получения стационарного решения система дискретных уравнений решается методом установления по псевдо-временной переменной с использованием ньютоновских итераций. Факторизация методом LU-SGS заключается в том, что факторизованная система разбивается на две подсистемы, решение которых реализуется двумя расчетными циклами по ячейкам сетки: первый – в прямом направлении (от первой ячейки к последней), а второй – в обратном.

Представленный алгоритм был реализован в рамках программного комплекса PULSAR3D++.

1.5 Верификация и валидация алгоритма

1.5.1 Обтекание модели ЛА НВ-2

Для валидации алгоритма используются экспериментальные данные по обтеканию модели НВ-2 (Hypervelocity Ballistic model 2, [69]), изображенной на Рис. 1.1. Модель представляет собой цилиндр радиуса $D = 0.1$ с головной частью в виде сферически затупленного (радиус скругления $0.3D$) конуса с полууглом 25° и заканчивается расширением в виде конуса с полууглом 10° . Переходы между различными частями гладкие. Диаметр хвостового расширения в 1.6 раза больше диаметра основной части. Длина модели составляет $4.9D$.

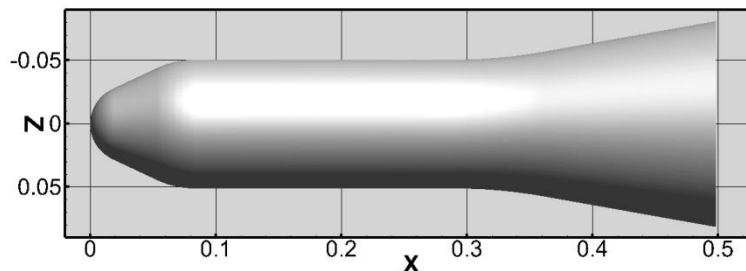


Рис. 1.1. Схема модели.

Модель обтекалась сверхзвуковым потоком с числом Маха $M = 3$. Были рассмотрены углы атаки $\alpha = 0^\circ, 8^\circ, 16^\circ$. Единичное число Рейнольдса $Re_L = 1.1556 \times 10^7$.

На Рис. 1.2 представлено сравнение осредненных значений коэффициентов лобового сопротивления и подъемной силы, полученных при численном моделировании, с данными физических экспериментов, проведенных в Военно-техническом институте Сербии (VTI) [70], Французском центре аэрокосмических исследований (ONERA) [71] и Arnold Engineering Development Complex (AEDC) [69]. Отличие данных физических экспериментов не превышает 2% для коэффициента лобового сопротивления и 4% для коэффициента подъемной силы.

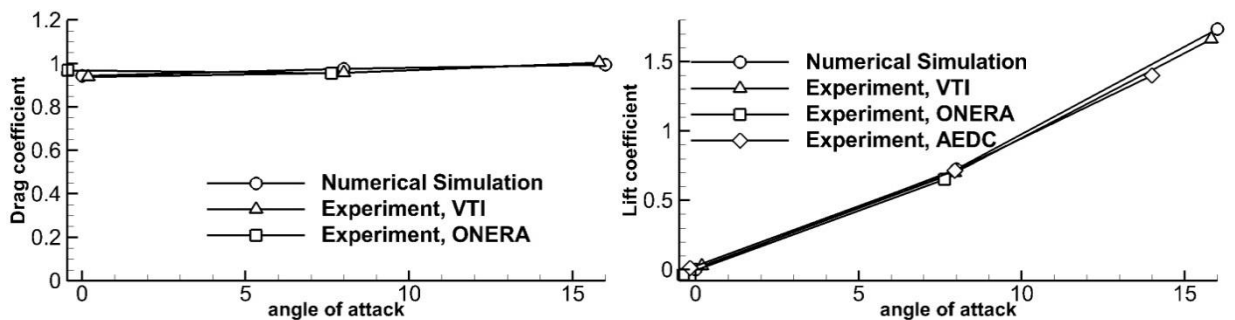


Рис. 1.2. Коэффициент лобового сопротивления (слева) и коэффициент подъемной силы (справа), сравнение с данными физических экспериментов.

1.5.2 Обтекание модели ЛА Х-43

В качестве исследуемой задачи рассматривалось гиперзвуковое обтекание модели ГЛА Х-43. Подробные данные о геометрии данного летательного аппарата в открытом доступе отсутствуют. Геометрия была взята из работы [72]. Условия набегающего потока соответствовали высоте $h = 30$ км [72]. Расчеты проводились для числа Маха $M = 6$ и углов атаки $\alpha = 0^\circ$ и 4° . Число Рейнольдса составляло $Re = 2.0 \times 10^6$ [м⁻¹].

Аэродинамические коэффициенты рассчитывались с учетом вязкого трения. Сопротивление вязкого трения составляло в среднем 20% от суммарного. Аэродинамические коэффициенты нормированы на скоростной напор и площадь модели в плане $S_{ref} = 1.7593$.

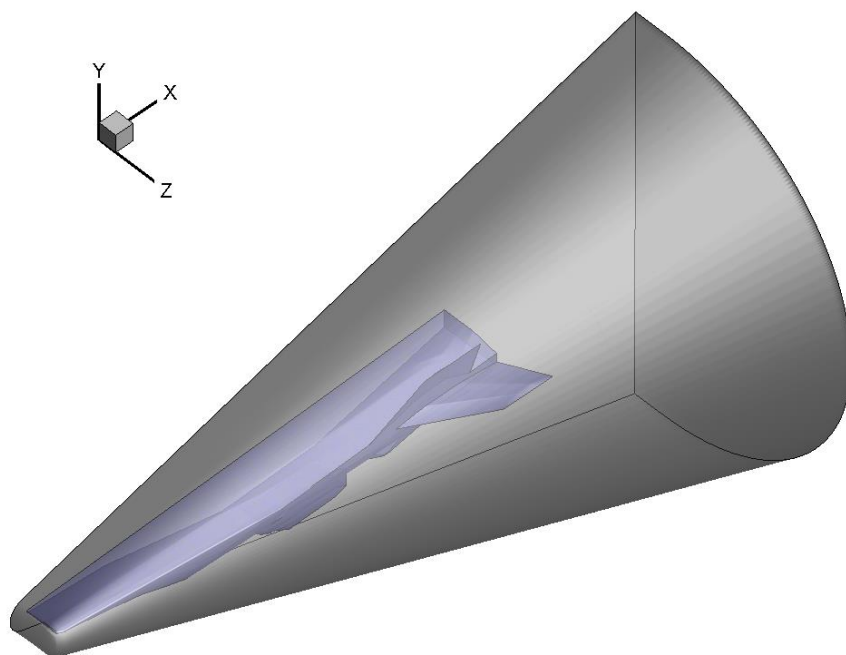


Рис. 1.3. Расчетная область, синим цветом показана модель X-43

Сравнение полученных значений коэффициентов сопротивления и подъемной силы с экспериментальными данными [73] представлено на Рис. 1.4. Результаты качественно схожи. Отклонения от эксперимента можно объяснить, в частности, тем, что, как уже упоминалось, точная форма модели, рассмотренной в [73], неизвестна.

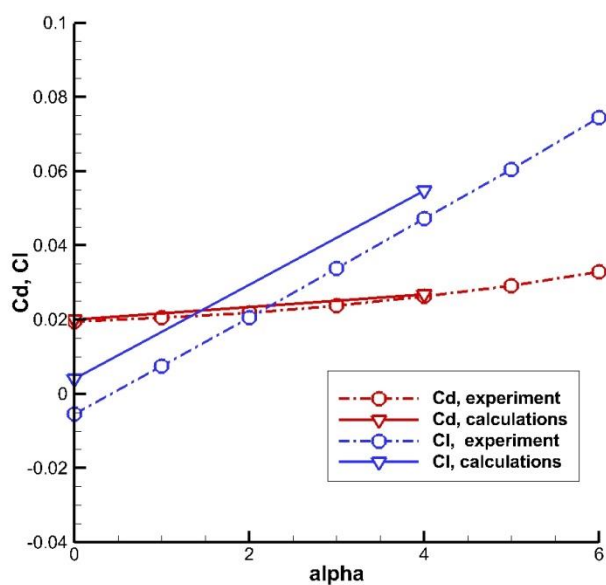


Рис. 1.4. Сила сопротивления, подъемная сила, сравнение с экспериментальными данными

1.5.3 Моделирование развития зоны энергоподвода в покоящейся воздушной среде

В целях верификации модели энергетического воздействия были воспроизведены расчеты, представленные в [74]. Численное моделирование распространения одиночной зоны энергоподвода в покоящемся воздухе проводилось в прямоугольной расчетной области размером 50×25 мм в направлениях x и y соответственно. Количество узлов в ней во всех расчетах с равномерной ортогональной сеткой было 800×400 (как и в [74]).

Энергия вкладывалась в сферическую область с центром в точке $x_0=0$, $y_0=0$ и радиусом $R_0=0.9$ мм. Функция $q(x,y,t)$ определяется формулой

$$q(x, y, t) = \rho q_0 f(t) \exp \left[- \left(\frac{x - x_0}{kR_0} \right)^2 - \left(\frac{y - y_0}{kR_0} \right)^2 \right],$$

где q_0 – удельная мощность энергоподвода в центре энергоисточника, параметр $0.5 < k < 1$ определяет значения q на границе области энергоподвода.

Для одиночного импульса энергии продолжительностью τ функция $f(t)$ имеет вид

$$f(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t \leq \tau, \\ 0, & \tau \leq t. \end{cases}$$

Определяющий параметр q_0 находится по соотношению

$$q_0 = \frac{E_A}{\rho_\infty \tau I}, \quad I = \int_{V_0} \exp \left[- \left(\frac{x - x_0}{kR_0} \right)^2 - \left(\frac{y - y_0}{kR_0} \right)^2 \right] dV,$$

$\rho_\infty = 1.20$ кг/м³, $T_\infty = 293$ К, $E_A = 72.5$ мДж, $k = 0.5$, продолжительность вложения энергии $\tau = 10$ ns.

Результаты расчетов и их сравнение с данными [74] представлены на Рис. 1.5. Сферическая ударная волна, распространяющаяся от области энергоподвода в окружающем газе, вызывает резкий рост плотности, давления и температуры на ее фронте. Последующее уменьшение этих величин обусловлено волнами разрежения, распространяющимися за ее фронтом в

противоположном направлении. Наблюдается снижение пиковых значений параметров на фронте сферической ударной волны в процессе уменьшения ее интенсивности со временем, а также расширение распространяющейся от зоны энергоподвода области вторичного сжатия и постепенное восстановление давления и плотности до значений в окружающей среде.

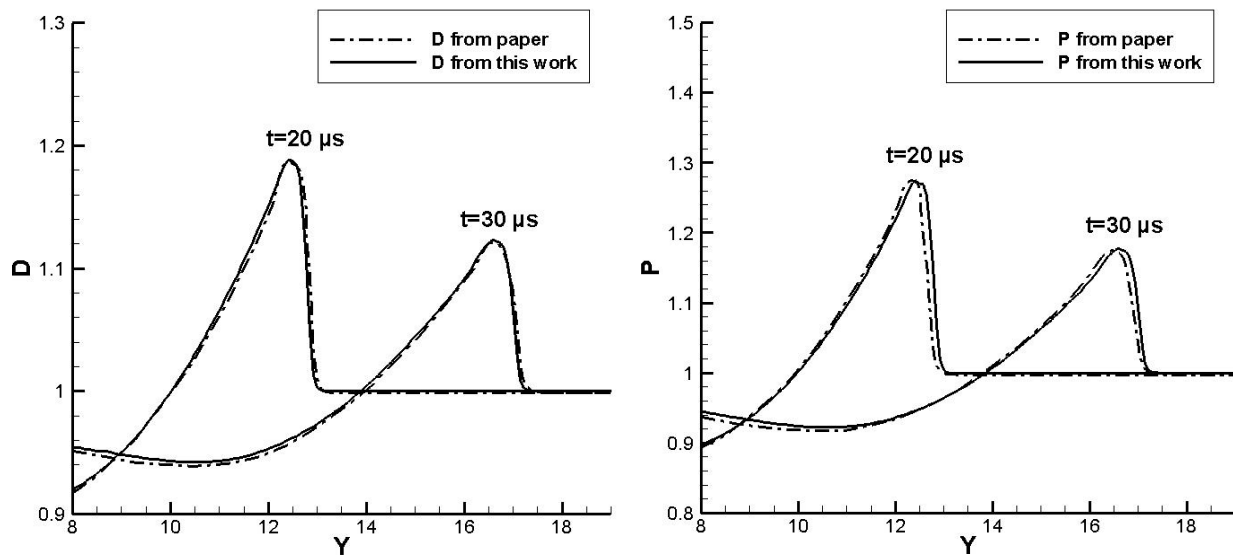


Рис. 1.5. Распределение плотности и статического давления в окрестности зоны энергоподвода в различные моменты времени ($t=20, 30 \mu\text{s}$), прерывистая линия – [74], сплошная – настоящая работа.

Хорошее согласование полученных результатов с данными работы [74] свидетельствует о вполне удовлетворительной точности используемого алгоритма.

Глава 2. Источник энергии в сверхзвуковом потоке

Как указано в предыдущих разделах диссертации, энергетическое воздействие на обтекание объектов определяется свойствами теплового следа.

Численные и экспериментальные исследования других авторов по обтеканию энергоисточников и свойств теплового следа представлены в работах [24,25,39,75]. Результаты исследований позволяют оценить изменение распределения температуры в следе разряда, динамику максимальной температуры нагрева и размеров нагретой области. Показано, что удлинение энергоисточника является эффективным способом оптимизации подвода энергии с целью получения температурных каналов с заданными свойствами.

С целью параметрического исследования свойств теплового следа, образующегося за энергоисточником, рассмотрена задача о вложении энергии в свободный сверхзвуковой поток. Исследовано влияние мощности, размеров и формы области вложения энергии, числа Маха. Полученные результаты в дальнейшем будут использованы в Главах 3-5.

Расчетная область представляла собой прямоугольник с $x \in [-4; 24]$ и $y \in [0; 5]$. Рассматривались различные скорости набегающего потока – $M = 2; 2.5; 3$. Энергия вкладывается равномерно по времени и по пространству в прямоугольную область. Рассматривались различные варианты формы источника:

- 1) $x \in [-1.4; -1.2]$ и $y \in [0; 0.05]$
- 2) $x \in [-1.4; -1.2]$ и $y \in [0; 0.1]$
- 3) $x \in [-1.4; -1.35]$ и $y \in [0; 0.05]$

Общее количество вложенной энергии Q ($q = Q/V$, q – мощность энерговклада в расчете на единицу объема, V – объем области вложения энергии), рассматривались варианты мощности источника $Q = 0.2; 0.4; 0.8$.

Цель данного раздела состоит в исследовании характеристик следа за источником в отсутствие обтекаемого тела и в последующем изучении его влияния на обтекание твердого тела. Рассмотренные варианты мощности

источника эквивалентны тем, что были использованы в Главе 4, т.е. $Q=0.2=1.5\%N$, $Q=0.4=3\%N$, $Q=0.8=6\%N$ отнесены к мощности $N = F_x U_\infty$, необходимой для преодоления сопротивления при обтекании невозмущенным потоком тела, рассматриваемого в Главе 4, где U_∞ – скорость набегающего потока, F_x – сила сопротивления. Давление и плотность отнесены к величинам в набегающем потоке.

2.1 Исследование сеточной сходимости

Расчеты проводились в осесимметричной постановке на 3 сетках с последовательным уменьшением в два раза шага по пространству. Таким образом, получены оценки точности численного решения.

Использовались три расчетные сетки: первая – из 1000×70 ячеек с шагом $h_x = 0.028$ и сгущением сетки к оси симметрии ($h_{y_0} = 0.01$ у примыкающей к оси ячейки, $h_{y_{i+1}} = 1.0466h_{y_i}$), вторая – из 2000×140 ячеек с шагом $h_x = 0.014$, $h_{y_0} = 0.005$, $h_{y_{i+1}} = 1.023h_{y_i}$, третья – из 4000×280 ячеек с шагом $h_x = 0.007$, $h_{y_0} = 0.0025$, $h_{y_{i+1}} = 1.0114h_{y_i}$. Скорость набегающего потока – $M = 2.5$, мощность источника $Q = 6\%N$.

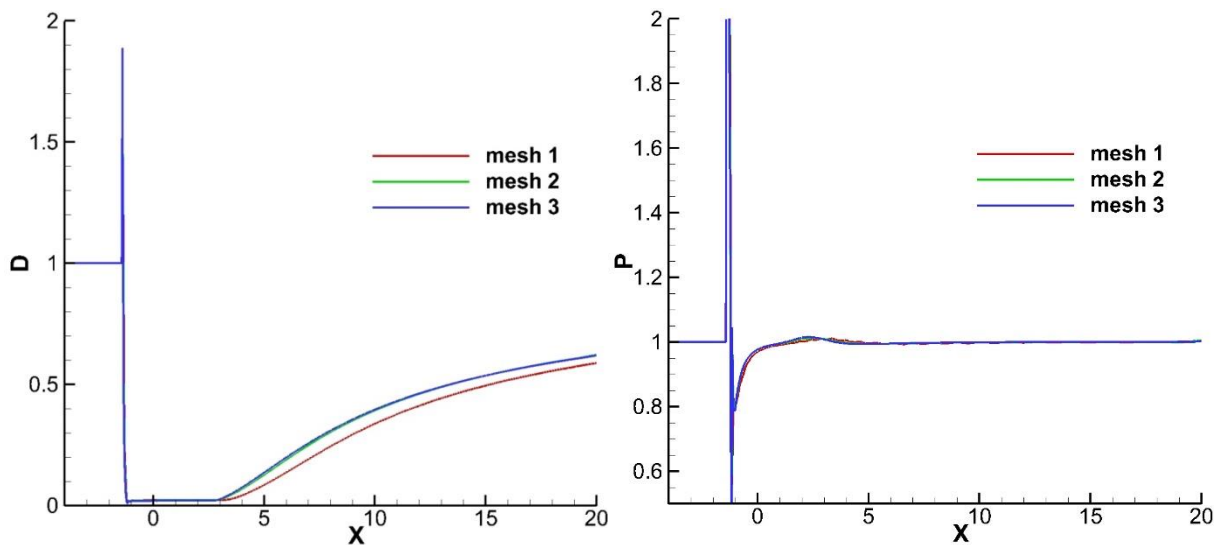


Рис. 2.1. Распределение плотности и давления вдоль линии симметрии.

Как показывает Рис. 2.1, изменение газодинамических величин при переходе от второй сетки к третьей незначительно, что свидетельствует о практически достигнутой сходимости. В итоге, все следующие результаты в данной главе были подсчитаны на второй сетке, а в следующих главах размеры ячеек расчетных сеток ей соответствовали.

2.2 Свойства теплового следа за источником

Рассматриваемое течение имеет много общего со следом, образующимся при обтекании тела конечных размеров. Поле течения можно разделить на 2 области: область взаимодействия набегающего потока с энерговкладом и область следа. В области взаимодействия при рассматриваемой мощности энерговложения $Q = 6\%N$ в волне сжатия происходит рост давления и плотности, число Маха опускается до дозвуковых значений. Образуются косые ударные волны, на которых линии тока отклоняются от области энерговложения, вызывая разрежение потока, и протяженного следа. Отмеченные детали можно видеть на Рис. 2.2.

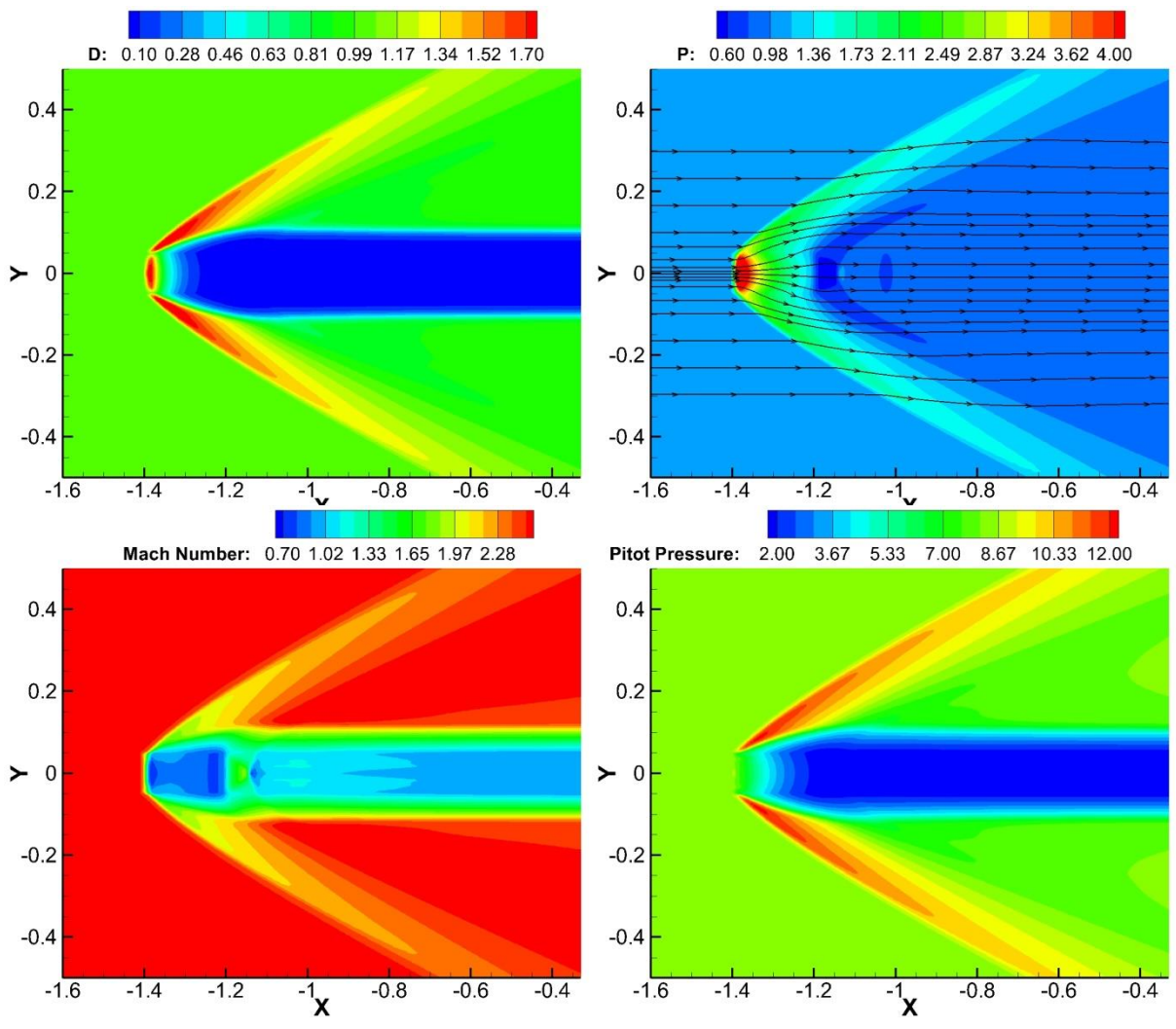


Рис. 2.2. Область взаимодействия набегающего потока с энерговкладом: распределения плотности, давления с линиями тока, числа Маха и давления Пито.

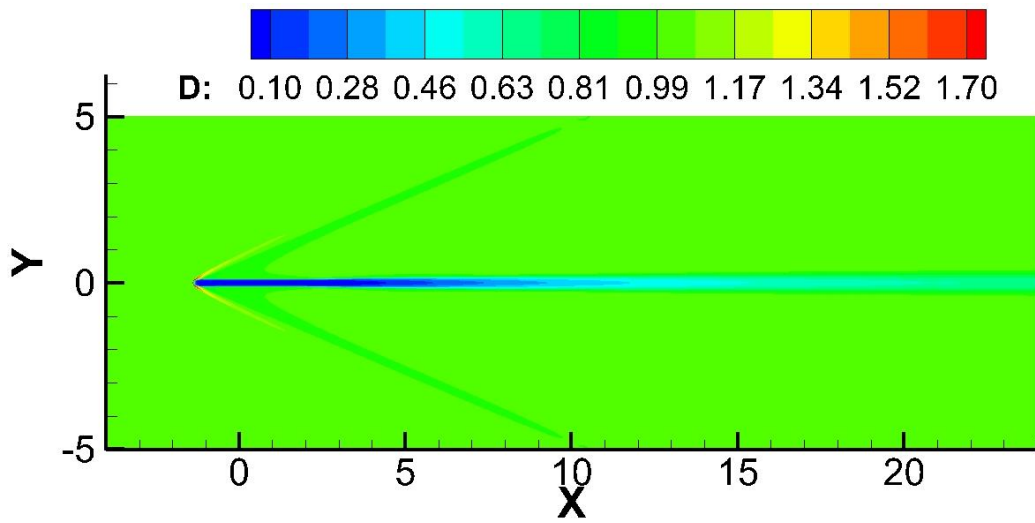


Рис. 2.3. Распределение плотности вдоль линии симметрии.

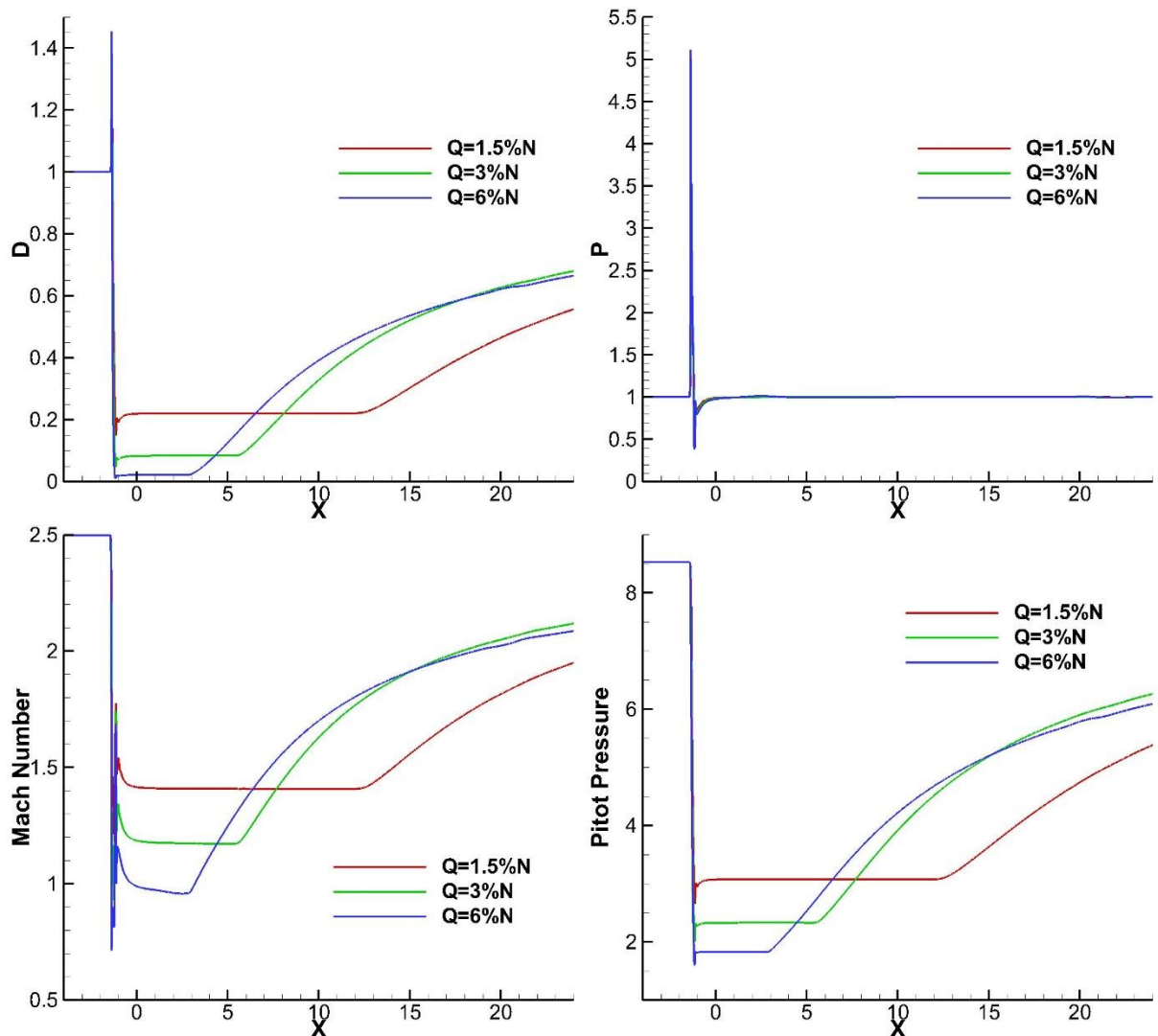


Рис. 2.4. Распределение газодинамических величин в следе для различных вариантов мощности источника: плотность, статическое давление, число Маха, полное давление Пито.

После области взаимодействия набегающего потока с энерговыкладом наблюдается области ближнего и дальнего следа (Рис. 2.3, 2.4). Основные свойства следа за источником энергии - плотность, число Маха, полное давление существенно ниже, чем в набегающем потоке. Границами следа являются тангенциальные разрывы, на которых скачок претерпевает плотность и продольная составляющая скорости. В области ближнего следа газодинамические величины изменяются мало, в области дальнего следа они начинают плавно переходить к своим значениям в набегающем потоке, однако,

как показывает Рис. 2.3, даже на расстоянии в сотню диаметров области энерговклада их не достигают.

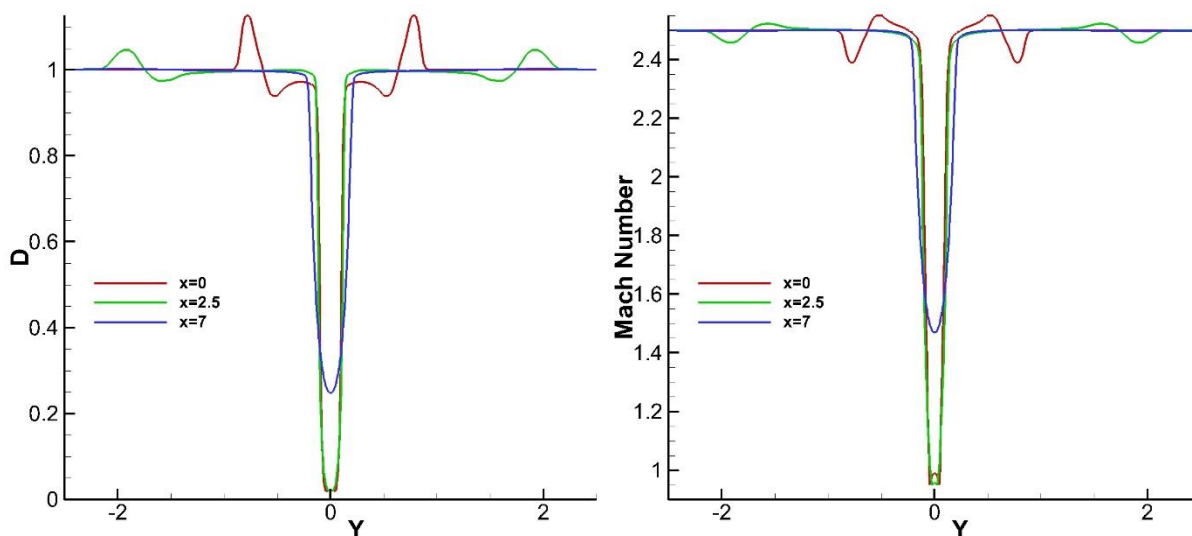


Рис. 2.5. Распределение плотности и числа Маха в сечениях $x = 0; 2.5; 7$ для чисел Маха набегающего потока $M = 2.5$.

Сравнение величин поперек следа в сечениях $x = 0; 2.5; 7$ показывает, что ширина следа в ближней области в направлении потока практически не меняется, а потом увеличивается в области дальнего следа (Рис. 2.5).

При варьировании мощности энерговклада (при фиксированных размерах его области) меняются как газодинамические величины, так и размеры следа. Чем больше вложенной энергии, тем ниже плотность, число Маха и полное давление и выше температура (Рис. 2.4). Также сокращается длина ближнего следа и незначительно увеличивается его ширина.

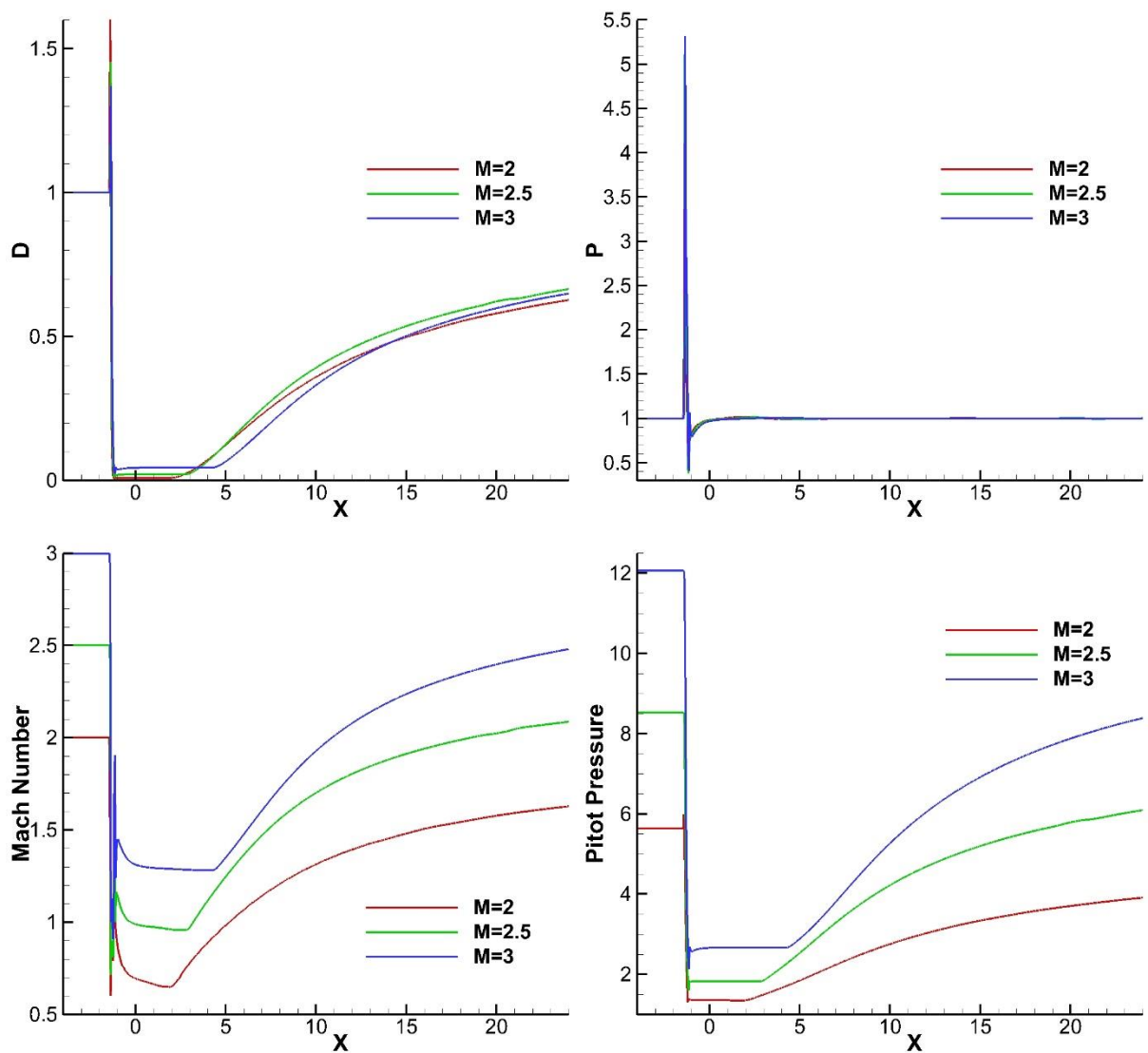


Рис. 2.6. Распределение газодинамических величин в следе для различных скоростей набегающего потока: плотность, статическое давление, число Маха, полное давление Пито.

При фиксированных параметрах источника чем выше скорость набегающего потока, тем больше разница между показателями газодинамических величин в следе и в набегающем потоке (Рис. 2.6). Также несколько увеличивается длина ближнего следа.

Были рассмотрены два варианта формы источника (при фиксированном количестве вложенной энергии), отличающихся друг от друга поперечной потоку площадью, у Вар. 2 она была в 4 раза больше. Таким образом, у Вар. 2 V больше в 4 раза, и, следовательно, q меньше в 4 раза. Как показывает Рис. 2.7, значения плотности, числа Маха и полного давления в ближнем следе ниже

у варианта с меньшей поперечной площадью. Однако у Вар. 2 длина ближнего следа больше, и тогда в том месте, где ближний след у Вар. 1 переходит в дальний, а у Вар. 2 все еще наблюдается ближний след, рассмотренные параметры следа ниже у Вар. 2.

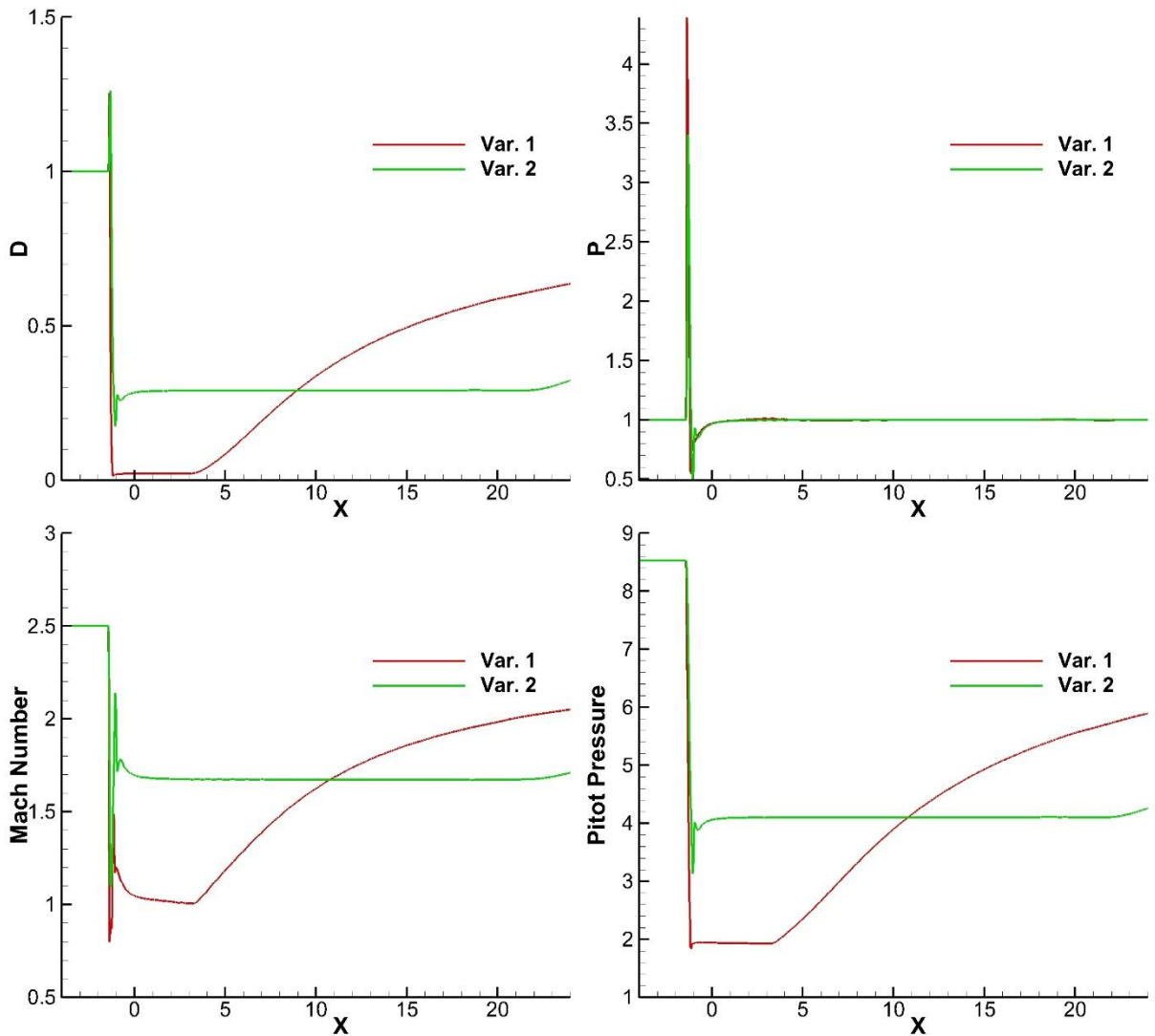


Рис. 2.7. Распределение газодинамических величин в следе для различных вариантов формы источника: плотность, статическое давление, число Маха, полное давление Пито.

Согласно [76], давление на поверхности обтекаемого тела напрямую зависит от полного давления в следе, чем оно ниже, тем ниже давление на поверхности тела, и, следовательно, и его сопротивление. В данной главе размеры и расположение энергоисточника и сетка идентичны использованным в Главе 4. Поскольку в Главе 4 нос модели располагается на $x=0$, то на

обтекаемое тело будет приходить именно ближний след. Таким образом, Вар. 1 с наименьшей поперечной площадью будет эффективнее, как средство уменьшения волнового сопротивления.

Выводы:

1) Чем выше мощность источника (при фиксированных размерах источника) и чем выше скорость набегающего потока (при фиксированных размере и мощности источника), тем ниже плотность, число Маха и полное давление в следе.

2) Чем меньше поперечная потоку площадь источника (при фиксированной мощности источника), тем ниже плотность, число Маха и полное давление в ближнем следе.

Глава 3. Исследование влияния вложения энергии в поток на течение в донной области

Одной из важнейших задач при исследовании сверхзвукового обтекания ЛА является моделирование течений в протяженных отрывных зонах в донной области с целью определения донного давления и параметров следа вниз по потоку. Особенности течения в донной области оказывают существенное влияние на аэродинамические характеристики ЛА. В частности, донное сопротивление вносит значительный вклад (до 40%) в общее сопротивление ЛА. Схематично отрывное течение в донной области при сверхзвуковом обтекании затупленного конуса представлено на Рис. 3.1. Около осесимметричного тела (1) образуется отошедшая ударная волна (2). К поверхности тела примыкает пограничный слой (3), который срывается с задней кромки конуса, образуя вязкий слой смешения (7). У задней кромки конуса в вереве волн разрежения (4) поток разворачивается в сторону оси течения. На некотором расстоянии ниже по потоку происходит присоединение оторвавшегося вязкого слоя с образованием хвостового скачка (5). Разделяющая линия тока (6) отделяет отрывную зону (9) от остального потока, образующего после точки присоединения турбулентный след (8).

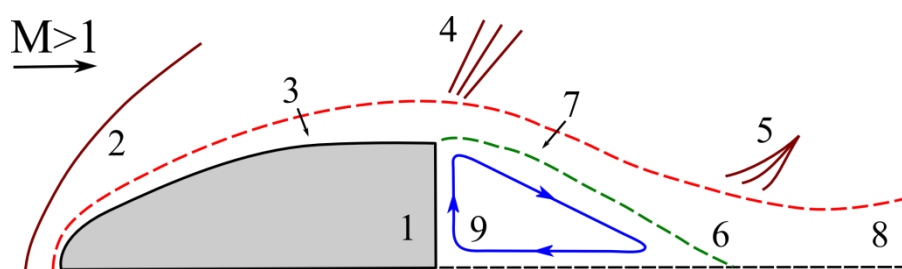


Рис. 3.1. Схема течения в донной области

В силу сложности выполнения надежных измерений в зоне рециркуляции известно довольно мало экспериментальных работ, посвященных сверхзвуковым донным течениям. основополагающей является работа [77], в которой исследовалось донное течение при осесимметричном обтекании цилиндра.

К настоящему времени выполнен также большой объем численных исследований по моделированию течений в донной области. При этом корректное моделирование таких течений является сложной задачей, в особенности при расчете обтекания ЛА в полной компоновке. В различных постановках численному исследованию донных течений посвящены работы на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS) с различными моделями турбулентности [78-81,85], метода крупных вихрей (LES, Large Eddy Simulations) [79,81], прямого численного моделирования (DNS, Direct Numerical Simulation) [82], RANS/LES гибридных методов [79,81,83], метода отсоединенных вихрей (DES, Detached Eddy Simulations) и его модификаций [78,81,83-85]. У каждого метода есть свои преимущества и ограничения. В результате изучения выше упомянутых работ для моделирования донного течения в данной главе был выбран вариант осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS) с моделью турбулентности SST.

Целью данной главы является изучение влияния вложения энергии на сверхзвуковое обтекание тела конечных размеров. Как показано в предыдущих разделах диссертации, факт уменьшения лобового сопротивления при вложении энергии перед носовой частью надежно обоснован. Однако, длительное время оставался открытым вопрос о влиянии вложения энергии перед носовой частью на донное давление. Поскольку донное сопротивление может составлять до 40% и более от суммарного, этот вопрос является довольно важным. Также в данной главе будет рассмотрено влияние вложения энергии в другие области вокруг тела, в частности, на боковой поверхности и в донную область.

3.1. Постановка задачи

Для полноты изложения рассмотрим сначала вопросы перестройки течения в результате энергетического воздействия на поток перед носовой

частью на примере обтекания модели головной части ракеты-носителя (Рис. 3.2).

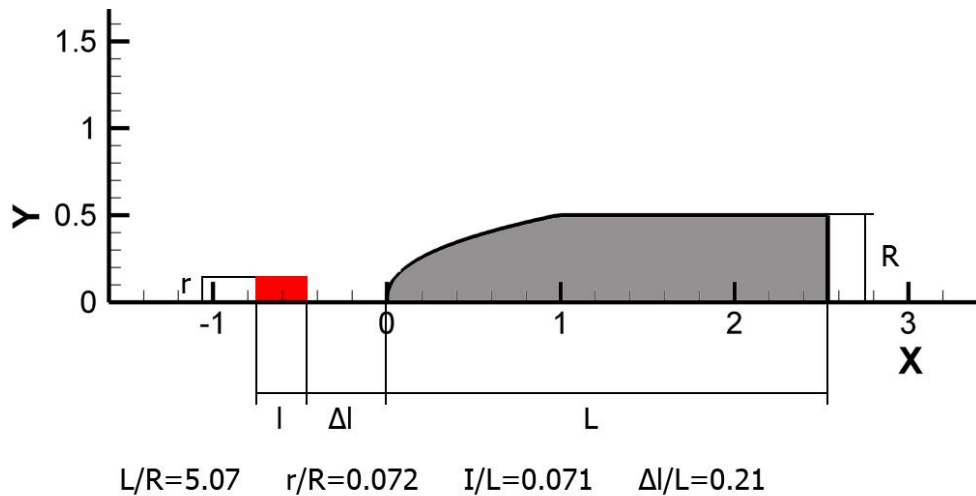


Рис. 3.2. Геометрия задачи.

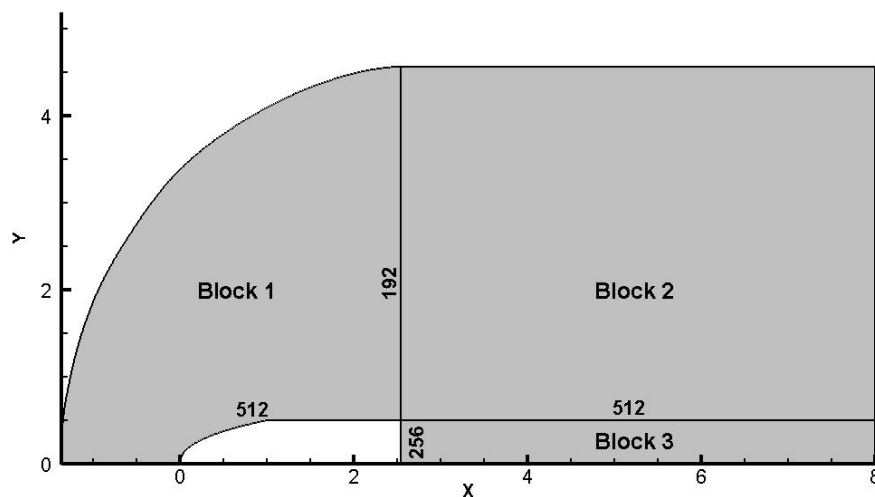


Рис. 3.3. Расчетная область и структура сетки.

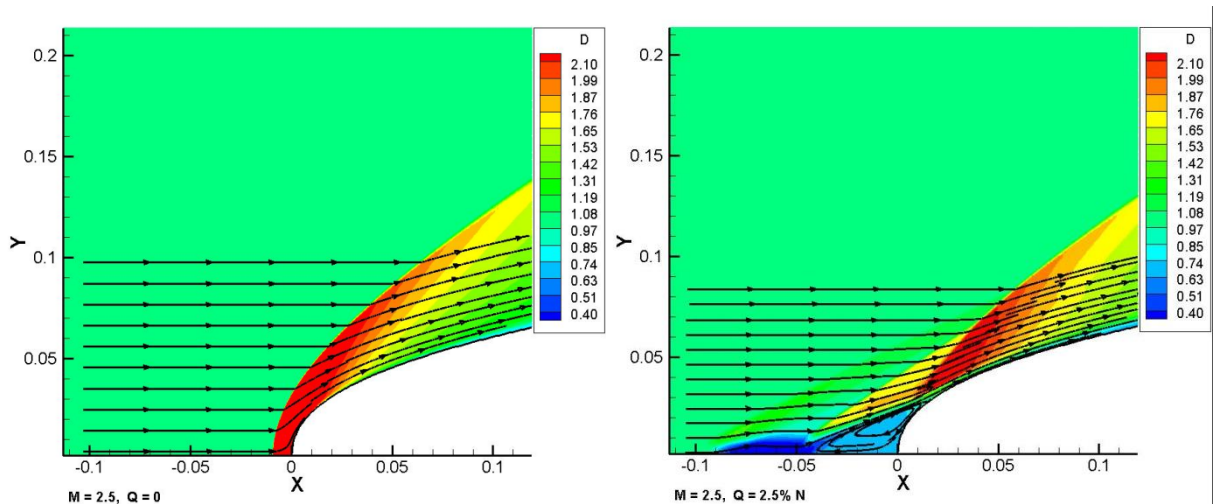
Носовая часть модели имеет степенную форму, которая гладко сопрягается с цилиндрической поверхностью, заканчивающейся плоским донным срезом в сечении $x=2.5368$. Здесь и далее за единицу длины принят диаметр модели. Давление и плотность отнесены к величинам в набегающем потоке. Предполагается, что энергия вкладывается стационарно и однородно по пространству в цилиндрической области радиуса r , длины l , расположенной на расстоянии Δl от носовой точки. Задача решалась в осесимметричной постановке. Сетка блочно-структурированная (Рис. 3.3), со сгущением к

поверхности тела и оси симметрии. Блок 1 состоит из 512x192 ячеек, блок 2 - 512x192 ячеек, блок 3 - 512x256 ячеек.

Общая мощность энерговложения Q в рассмотренных вариантах составляет 2.7% – 5.4% от мощности $N=F_x V_\infty$, необходимой для преодоления сопротивления при обтекании невозмущенным потоком.

3.2 Основные закономерности перестройки течения при вложении энергии перед носовой частью модели

Большая часть представленных ниже расчетов была выполнена для числа Маха набегающего потока $M=2$. Рассмотрим сначала вариант с $Q=2.7\% N$, предполагая, что вся энергия переходит непосредственно в тепло. На Рис. 3.4 представлено распределение давления перед носовой частью и в донной области модели, а также линии тока при обтекании равномерным потоком и при вложении энергии.



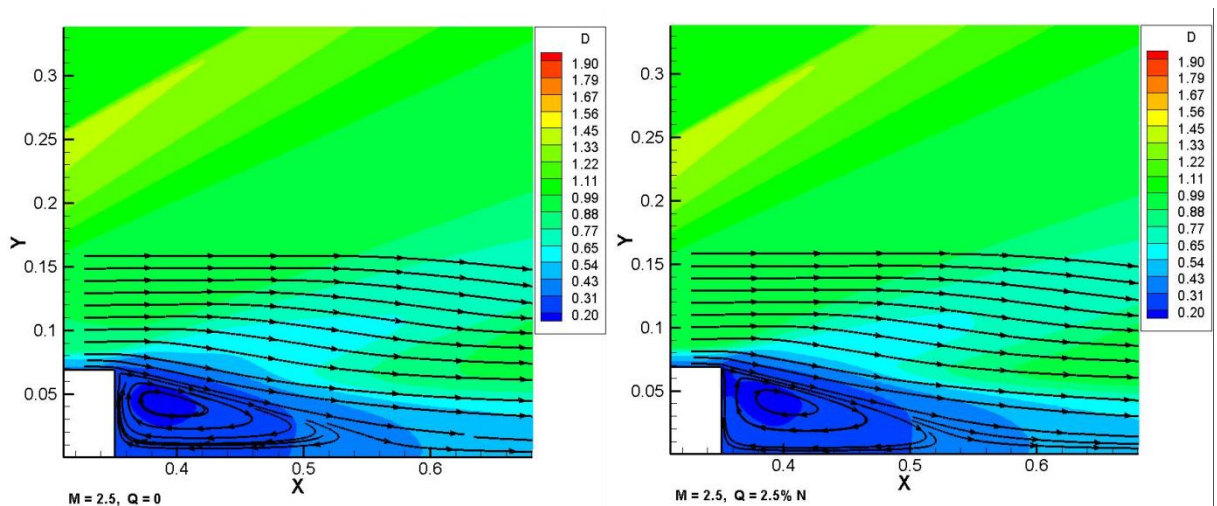


Рис. 3.4. Распределение давления и линии тока при обтекании равномерным потоком (слева) и при энерговложении (справа) в носовой части и в донной области.

Вложение энергии приводит к принципиальной перестройке течения. Перед носовой частью образуется область возвратного течения. Давление в этой области, практически, соответствует обтеканию заостренного конуса и существенно ниже давления за ударной волной при обтекании однородным потоком (Рис. 3.5). Соответственно уменьшается волновое сопротивление модели. Этот факт вполне согласуется с полученными ранее результатами упомянутых выше работ. В то же время, видно, что вложение энергии незначительно влияет на течение в донной области. Распределение давления и размеры области возвратного течения практически не меняются.

В Табл. 3.1 представлены средние значения донного давления для чисел Маха 1.5, 2.0, 2.5 при одном и том же относительном объеме вложения энергии $Q=2.7\%N$. Данные в Табл. 3.1 показывают, что вложение энергии перед носовой частью может приводить к незначительному уменьшению среднего донного давления и, соответственно, к некоторому увеличению сопротивления. Этот негативный фактор, однако, не влияет на общую высокую эффективность ($Eff = (N(0) - N(Q))/Q$) энерговложения – экономия мощности за счет снижения сопротивления существенно превышает мощность вложения энергии – Табл. 3.2.

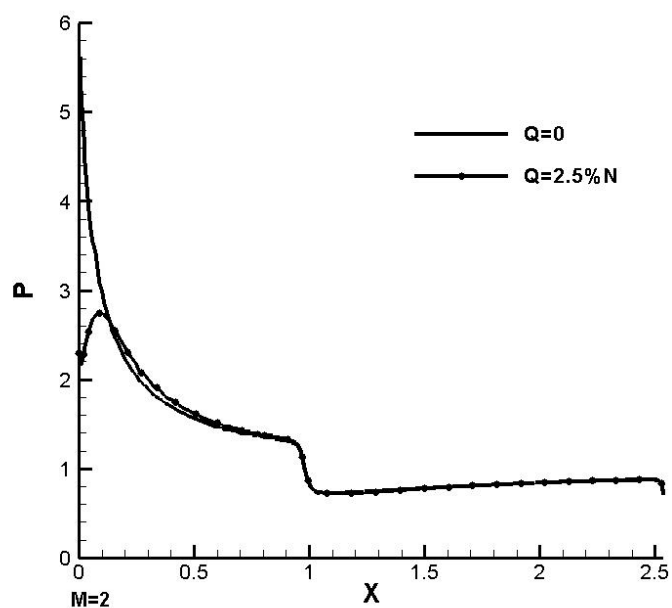


Рис. 3.5. Распределение давления на носовой части модели для двух режимов обтекания.

Таблица 3.1. Среднее донное давление. Зависимость от числа Маха, ($Q \sim 2.7\% N$).

M	P_{b_0}	P_{b_q}
1.5	0.6565	0.6582
2.0	0.5249	0.5172
2.5	0.4219	0.4183

Таблица 3.2. Эффективность вложения энергии. Снижение сопротивления. Зависимость от числа Маха. ($Q \sim 2.7\% N$).

M	Eff	$\Delta C_x / C_{x0}$
1.5	2.4	-6.5%
2.0	4.5	-12.2%
2.5	6.3	-17.1%

При увеличении вложения энергии может происходить и рост донного давления. Так для $M=2$ при $Q=5.4\%N$ среднее значение донного давления составляет $P_b=0.5275$, что выше величины, приведенной в Табл. 3.1 для

$Q=2.7\%N$. Общее сопротивление модели уменьшается сильнее – до $\Delta C_x/C_{x0}=-20.6\%$. Однако эффективность вложения энергии уменьшается с 4.5 до 3.8.

Полное объяснение указанных закономерностей требует более аккуратного расчета (например, с помощью подхода LES) с учетом реальной нестационарности течения, которое характеризуется неустойчивостью области смешения за угловой точкой и сопровождается генерацией вихрей различного пространственного и временного масштабов. В рамках принятой в настоящей работе модели URANS можно отметить ряд фактов для качественного описания особенностей течения, например, для вариантов 1) $M=2$, $Q=0$, 2) $M=2$, $Q=2.7\%N$, 3) $M=2$, $Q=5.4\%N$.

Средние значения донного давления для этих вариантов связаны неравенствами $Pb_2 < Pb_1 < Pb_3$ (см. Рис. 3.6).

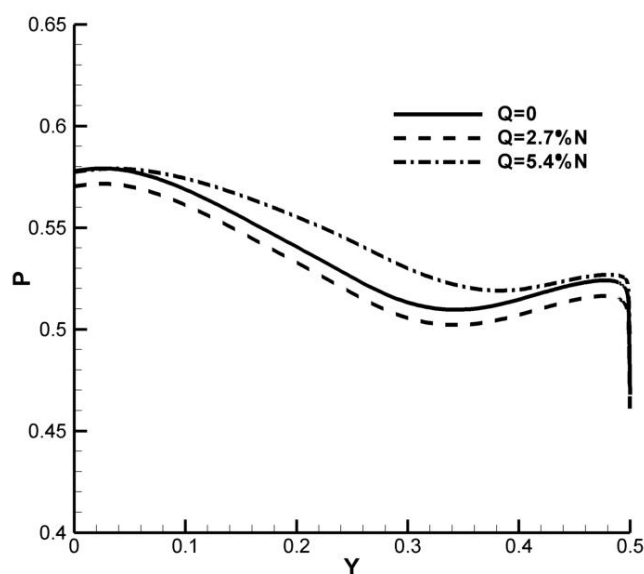


Рис. 3.6. Распределение давления по радиусу донного среза.

На Рис. 3.7 представлено распределение плотности в сечениях $x=2.6$, $x=3$ ниже донного среза $x=2.5368$. Как видно, для всех 3 вариантов положение контактного разрыва (линии смешения) практически совпадает, т.е. поток вне пограничного слоя поворачивает на один и тот же угол $\sim 12.4^\circ$.

Давление за угловой точкой может быть оценено по формулам для решения Прандтля-Майера.

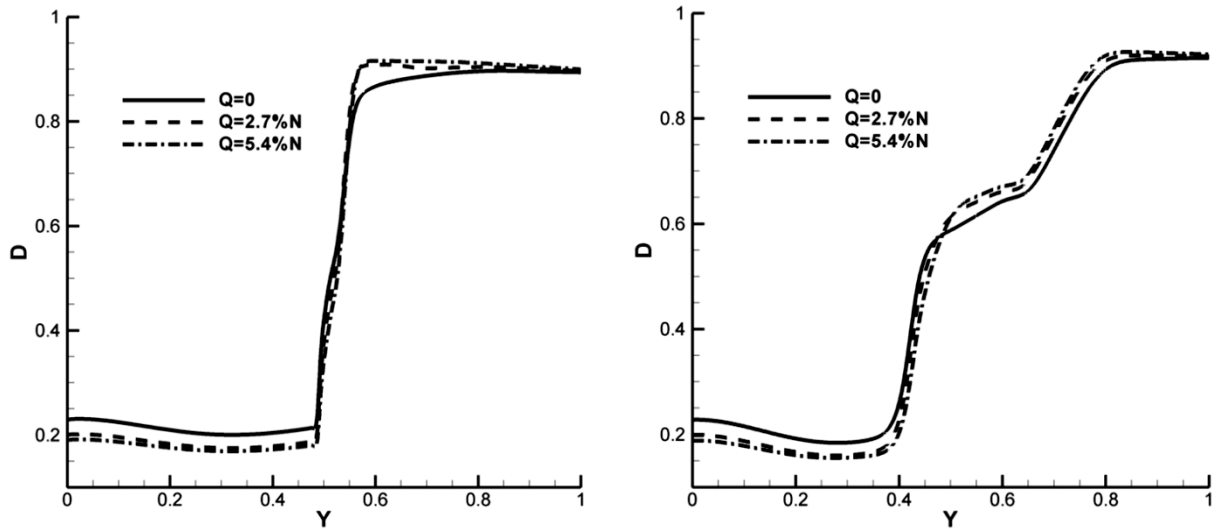


Рис. 3.7. Распределение плотности в сечениях $x=2.6$ (слева), $x=3$ (справа).

Если в качестве величин на первой характеристике веера волны разрежения взять значения из ячеек над пограничным слоем в сечении $x=2.52$ перед донным срезом, то на линии смешения получатся следующие величины давления $P_1=0.4405$, $P_2=0.4367$, $P_3=0.4414$. Эти величины удовлетворяют неравенствам $P_2 < P_1 < P_3$, аналогичным неравенствам для средних значений донного давления. Отметим также, что эти величины близки к полученным в расчете значениям донного давления около угловой точки (см. Рис. 3.6)

Можно также получить оценки донного давления в окрестности оси симметрии. На Рис. 3.8 показано распределение продольной скорости в донной области вдоль оси симметрии для 3 рассматриваемых вариантов.

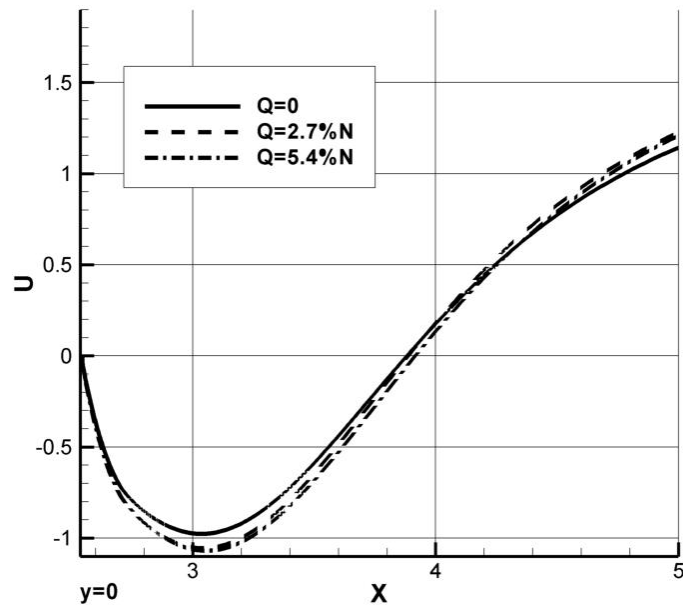


Рис. 3.8. Распределение продольной скорости вдоль оси симметрии.

Видно, что положения точек присоединения (точка смены знака скорости) для 3 вариантов оказываются практически одинаковыми.

Поскольку ось симметрии является линией тока, по величинам давления и чисел Маха в какой-либо точке можно определить донное давление на оси симметрии (давление торможения): $P_{01}=0.5920$, $P_{02}=0.5868$, $P_{03}=0.5941$. Полученные значения соответствуют точкам на рис.8 при $y=0$ и удовлетворяют приведенным выше неравенствам для средних донных давлений.

Отметим, что использованные соотношения строго справедливы для идеальной жидкости, и поэтому использовались вне пограничных слоев и слоев смешения, где влияние вязкости наиболее существенно.

3.3 Численные исследования влияния вложения энергии около боковой части модели

Как показано в предыдущем разделе вложение энергии перед носовой частью модели является весьма эффективным средством снижения сопротивления. При этом влияние на течение в донной области, в частности на донное давление, оказывается незначительным в рассмотренном диапазоне параметров. При активном воздействии на поток около реальных летательных

аппаратов сложной формы возможно вложение энергии около боковой поверхности. С целью изучения влияния таких воздействий на течение в донной области были рассмотрены 3 варианта вложения энергии на боковой части модели – Рис. 3.9.

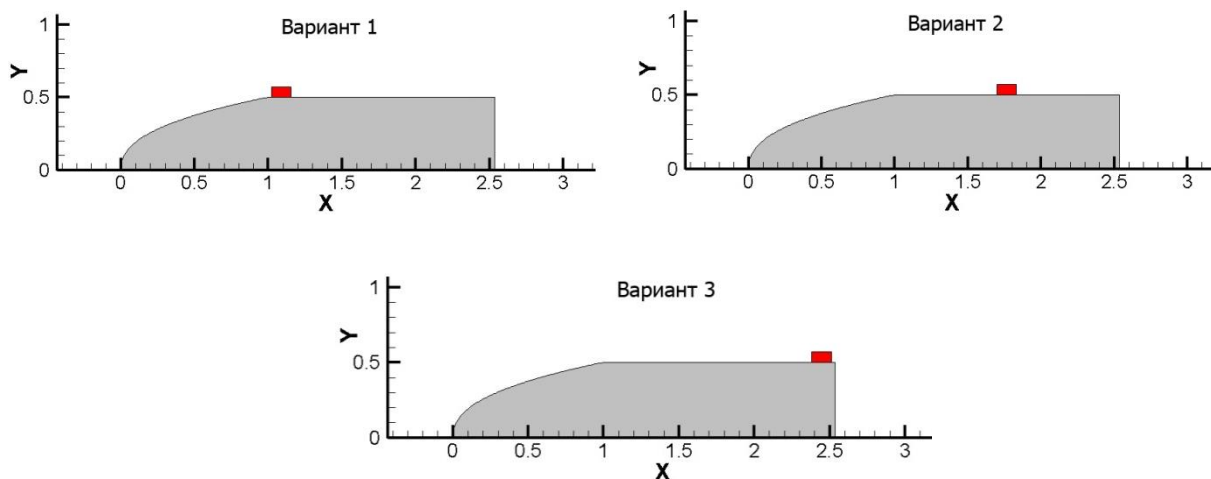


Рис. 3.9. Варианты расположения области энерговложения около боковой поверхности.

Для всех вариантов суммарная мощность вложения энергии $Q=2.7\%N$. К настоящему времени численно и экспериментально выполнен большой объем исследований по влиянию на пограничный слой вложения энергии вблизи поверхности. В частности, в [86] показано, что тепловыделение внутри пограничного слоя приводит к росту давления, утолщению пограничного слоя и уменьшению поверхностного трения. Рост давления может приводить к отрыву пограничного слоя. Аналогичные факты получены также при проведении настоящих расчетов – см. рис. 8.

На Рис. 3.10а наблюдается рост толщины пограничного слоя, что приводит к уменьшению местного коэффициента трения (Рис. 3.10б). Интересно отметить, что этот эффект прослеживается далеко вниз по течению вплоть до донного среза. Рост давления при этом имеет локальный характер и проявляется только непосредственно в местах вложения энергии (Рис. 3.10а).

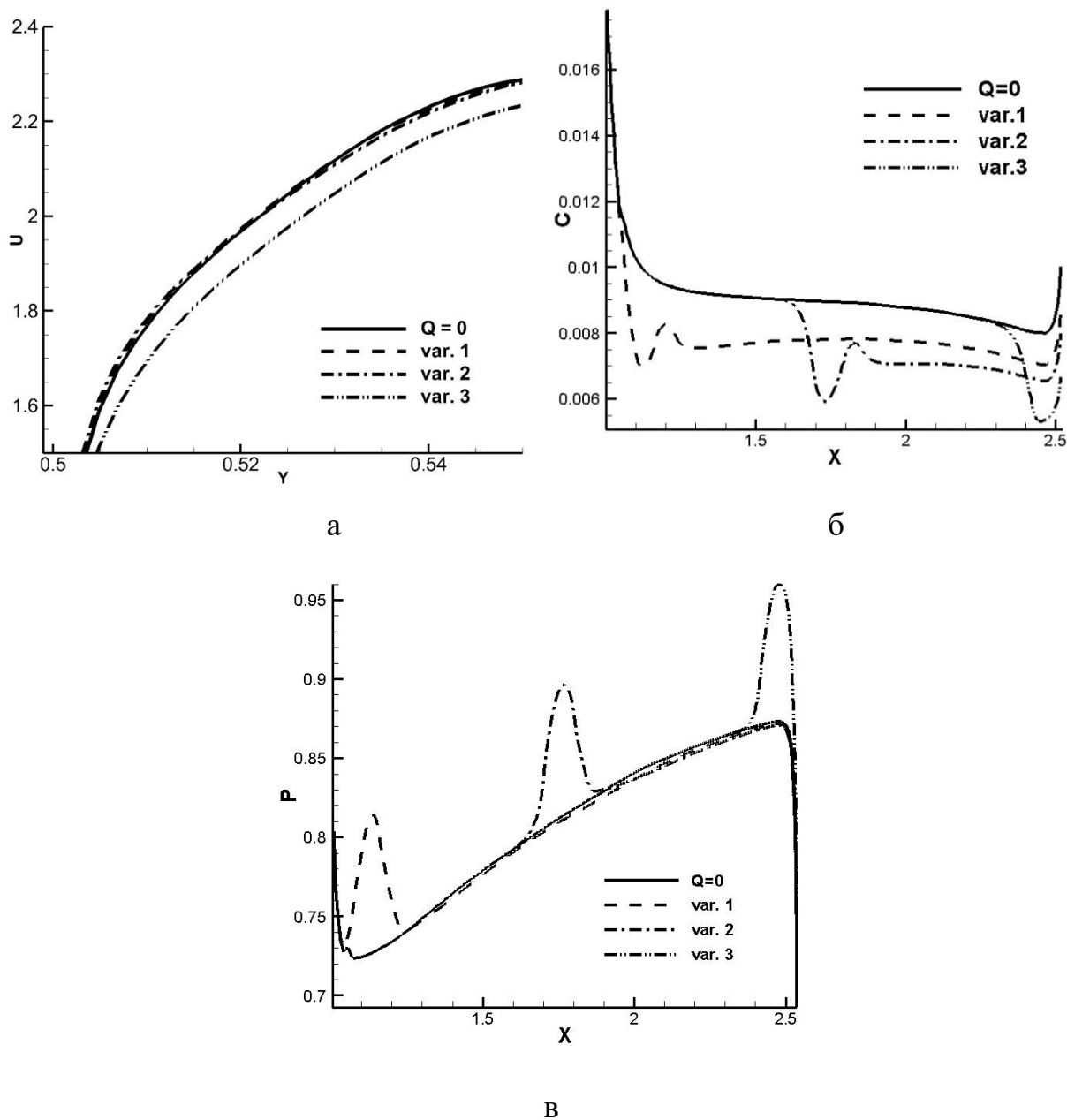


Рис. 3.10. Продольная составляющая скорости в срезе $x=2.52$ непосредственно перед дном (а), коэффициент трения (б) и давление (в) на боковой части модели для различных вариантов энергозложения.

Для всех вариантов зафиксирован некоторый рост донного давления, приводящий к незначительному снижению суммарного сопротивления – Табл. 3.3.

Таблица 3.3. Среднее донное давление. ($Q \sim 2.7\%N$ вложение энергии около боковой поверхности). Снижение сопротивления.

Вариант	Pb_q	$\Delta C_x/C_{x0}$
1	0.5364	-0.78%
2	0.5377	-0.84%
3	0.5405	-1.02%

Различия в полученных значениях донного давления обусловлены, в первую очередь, состоянием пограничного слоя перед донным срезом и параметрами течения над ним – Рис. 3.11.

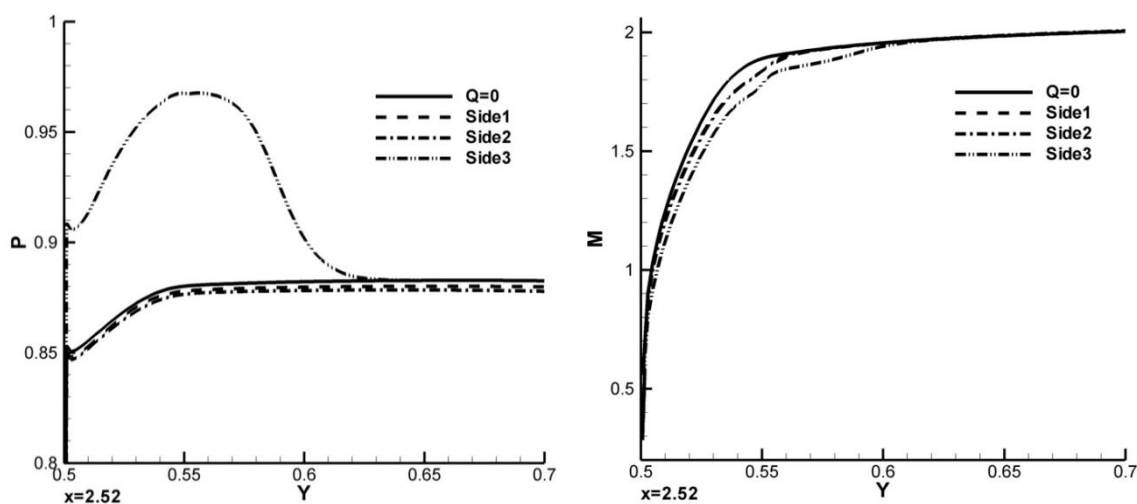


Рис. 3.11. Распределение давления и числа Маха в сечении перед донным срезом.

Для варианта 3 область вложения энергии расположена непосредственно перед донным срезом. Рост давления здесь передается в донную область.

В случае вариантов 1, 2, где вложение энергии производилось ближе к головной части, число Маха на одном и том же расстоянии от тела ниже, чем для обтекания невозмущенным потоком ($Q=0$). При близких углах поворота и величинах давления перед волной разрежения это приводит к большим значениям давления за угловой точкой (в соответствии с формулами для решения Прандтля-Майера).

Так же, как известно из [6] и других работ, основной причиной образования донного вакуума является отсос воздуха из области за кормовым срезом благодаря мощному эжектирующему действию кольцевой струи внешнего потока. Эта струя играет роль струйного насоса (эжектора), непрерывно откачивающего воздух из донной области. Пограничный слой, срывающийся с кормовой части, играет изолирующую роль, и ослабляет эжектирующее действие внешнего потока. Чем толще пограничный слой в области перед донным срезом, тем меньшее количество газа отсасывается из донной области и тем выше величина донного давления [6,87]. В нашем же случае, как уже упоминалось выше, во всех вариантах расположения области энерговложения наблюдается утолщение пограничного слоя, при этом для варианта 3 с областью энерговклада непосредственно перед донным срезом наблюдается максимальная его толщина. Эти факты согласуются с данными по увеличению донного давления в Табл. 3.3.

3.4 Численные исследования влияния комбинированного вложения энергии в донной области.

Исследования по возможности управления донным давлением проводились в течение многих лет, как в РФ, так и за рубежом [38,88,89]. Такими способами могут выступать, например, изменение внутренней конфигурации кормовой части (выемки) [88], организация тепломассоподвода в виде вдува продуктов сгорания [89] и горение разряда в донной области [38].

В диссертационной работе были рассмотрены 3 варианта вложения энергии в окрестности донного среза и в донной области - Рис. 3.12.

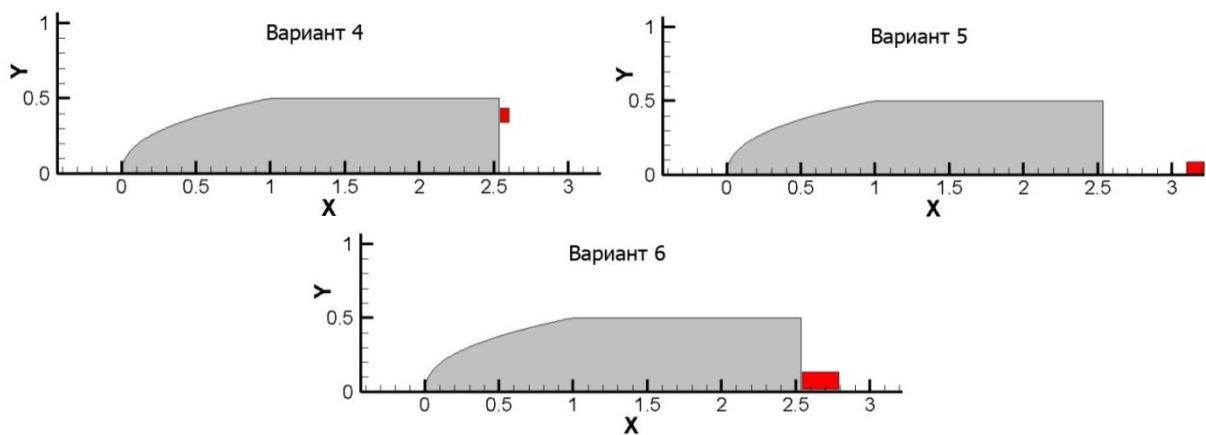


Рис. 3.12. Варианты расположения области энерговложения.

В случае варианта 5 область энерговложения расположена вблизи точки присоединения потока. Во всех случаях суммарная мощность близка к 2.5% N (как и в случае вложения энергии в носовой области).

Таблица 3.4. Эффективность вложения энергии. Снижение сопротивления. Среднее донное давление. Зависимость от расположения области энерговложения.

Вариант	Eff	$\Delta C_x/C_{x0}$	Pb_q
4	0.57	-1.62%	0.5563
5	0.32	-0.91%	0.5447
6	0.40	-1.14%	0.5488

Как видно из Табл. 3.4, для всех вариантов наблюдается снижение сопротивления. Поскольку вложение энергии во всех вариантах происходит в донную область и никак не влияет на обтекание носовой части, то этот факт связан, естественно, с увеличением донного давления.

В выше описанных работах авторам удавалось снизить донное сопротивление на значительно большую величину. Разница объясняется различием количества вкладываемой энергии - в данной работе по сравнению с уже упомянутыми Q меньше.

На Рис. 3.13 представлены распределения плотности и давления в донной области для невозмущенного потока и вариантов вложения энергии 4-6.

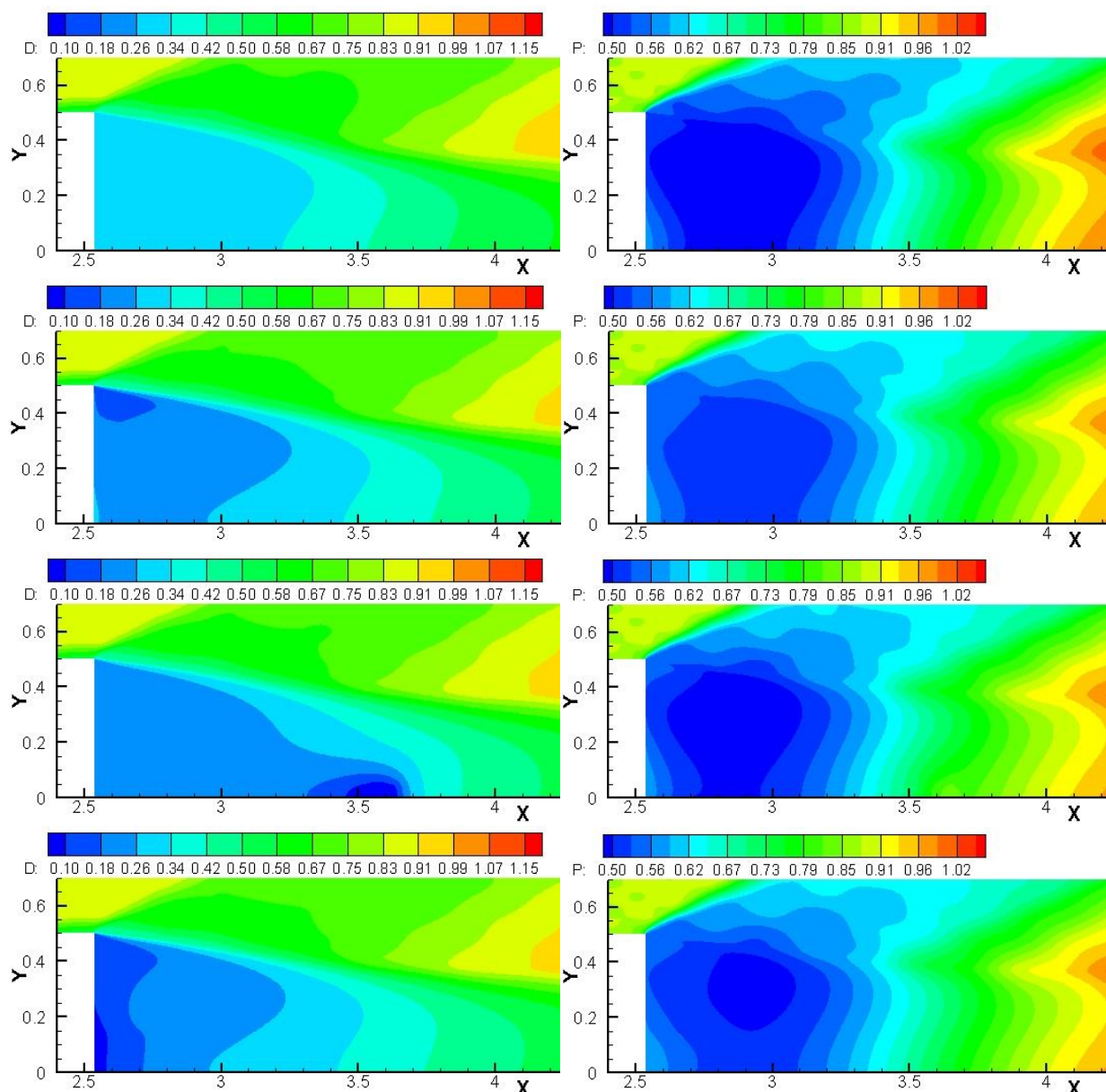


Рис. 3.13. Распределение плотности (слева) и давления (справа) в донной области: сверху - вниз - обтекание невозмущенным потоком, варианты 4, 5 и 6.

Как можно заметить, вложение энергии в донной области ведет, во-первых, к локальному снижению плотности, увеличению давления и росту температуры непосредственно в области энерговложения. Энергия, и соответственно, область пониженной плотности и повышенной температуры (Рис. 3.13), распространяются по направлению донного течения, в частности, для вар. 4 они распространяются от бокового среза в направлении точки присоединения, для вар. 5 - от точки присоединения в направлении к донному торцу, для вар. 6 - от оси симметрии по донному срезу в направлении боковой

части тела. Для варианта 4 наблюдается наибольшее донное давление, следом за ним идет вариант 6, потом вариант 5, и наименьшее донное давление у невозмущенного потока. В случаях энерговложения непосредственно у донного среза (варианты 4 и 6) области низкого давления и центры зоны рециркуляции несколько смещены от него вправо. Вложение энергии также вызывает отклонение линий тока. Течение в донной области дозвуковое, поэтому возмущения в отдельной локальной ее части распространяются по всей ее области.

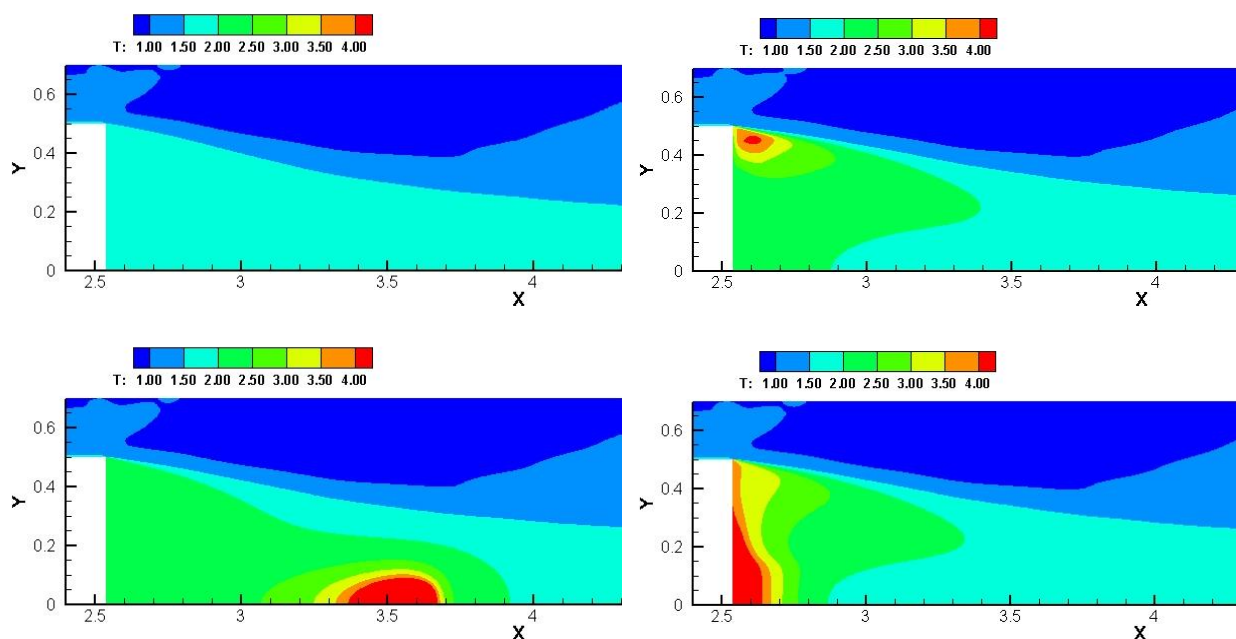


Рис. 3.14. Распределение температуры в донной области: сверху вниз, слева направо - обтекание невозмущенным потоком, варианты 4, 5 и 6.

На Рис. 3.14 представлены распределения температур в донной области для всех вариантов. Наибольшая температура наблюдается для вар. 5 с вложением энергии у точки присоединения, дальше идет вар. 6 с вложением энергии на донном срезе у оси симметрии, и наименьшая температура среди вар. 4-6 у вар. 4 с вложением энергии на донном срезе у боковой части. Это объясняется разным объемом областей вложения энергии. У вар. 4 он наибольший, у вар. 5 - наименьший. Поскольку количество вкладываемой энергии одинаково во всех вариантах, чем меньше объем, тем больше плотность вложения энергии $q = Q/V$, тем больше температура.

На Рис. 3.15 представлено распределение продольной составляющей скорости вблизи оси симметрии.

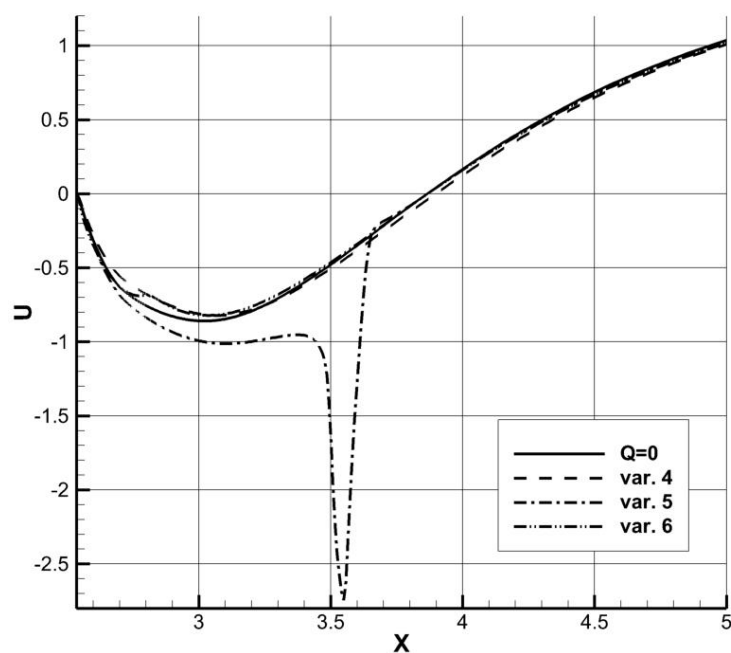


Рис. 3.15. Распределение продольной составляющей скорости в донной области вблизи оси симметрии.

Течение в донной области является дозвуковым, и в отличие от случая вложения энергии перед телом, здесь прохождение потока через область вложения энергии наоборот ускоряет его [2], как можно наблюдать на Рис. 3.15 для вариантов 5 и 6, через область энергоснабжения которых проходит срез. Точка присоединения потока несколько сдвигается от тела только в варианте 4 с вложением энергии у бокового среза. В других же она остается без изменений.

Выводы:

- 1) Энергоснабжение перед телом оказывает незначительное влияние на донное давление.
- 2) Энергоснабжение на боковой поверхности ведет к утолщению пограничного слоя, что увеличивает донное давление.
- 3) Энергоснабжение в донной области во всех рассмотренных вариантах несколько увеличивает донное давление.

Глава 4. Комплексное изучение влияния вложения энергии на трехмерные режимы обтекания модели ЛА при различных углах атаки и параметров источника

В большинстве вышеописанных работ по исследованию влияния энерговклада на аэродинамические характеристики ЛА эффект энерговложения рассматривался на примере тел довольно простой формы (сфера, конус, цилиндр, крыловые профили), т.е. отдельных элементов конструкции ЛА. Актуальным же является исследование комплексного влияния энерговложения на обтекание ЛА более сложной конструкции. Также в меньшей степени исследованы трехмерные эффекты вложения энергии и результирующие тепловые потоки на поверхности ЛА. В данной главе основное внимание уделено исследованию влияния вложения энергии на трехмерные режимы обтекания модели ЛА при различных углах атаки и параметров источника, а именно, таких факторов, как мощность источника, расстояние от источника до тела, сдвиг источника относительно тела и форма источника.

4.1 Постановка задачи

Рассматриваемая модель представляет собой цилиндр со сферической головной частью, боковыми крыльями и хвостовым оперением (Рис. 4.1). Сетка состояла из 11819520 шестиугольных элементов. Скорость набегающего потока $M = 2.5$, число Рейнольдса $Re_{\infty} = 3 \cdot 10^7$, рассмотренные углы атаки $\alpha = 0^{\circ}, 3^{\circ}, 5^{\circ}$. При исследовании теплового потока на поверхности модели задавалось условие охлаждаемой стенки $T_w = 1.125$ (температурный фактор $T_w/T_0 = 0.5$).

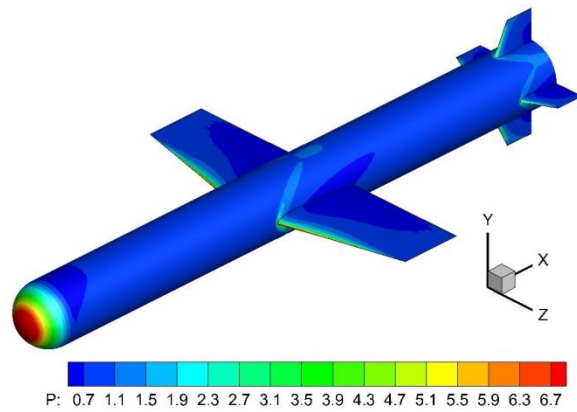


Рис. 4.1. Модель ЛА. Распределение давления при обтекании невозмущенным потоком с числом Маха $M = 2.5$.

Давление и плотность отнесены к величинам в набегающем потоке, за единицу длины принят диаметр модели. Общее количество вложенной энергии Q ($q = Q/V$, q – мощность энерговыклада в расчете на единицу объема, V – объем области вложения энергии) отнесено к мощности $N = F_x U_\infty$, необходимой для преодоления сопротивления при обтекании невозмущенным потоком, где U_∞ – скорость набегающего потока, F_x – сила сопротивления, F_y – подъемная сила в системе координат, связанной с телом. $C_D = 2F_x / (\rho_\infty U_\infty^2 S)$, $C_L = 2F_y / (\rho_\infty U_\infty^2 S)$ – коэффициенты силы сопротивления и подъемной силы соответственно. Рассматривались варианты $Q = 1.5\% N$, $3\% N$, $6\% N$, $12\% N$. Предполагается, что энергия вкладывается стационарно и однородно по пространству в параллелепипед ($\Delta x = 2\Delta y = 2\Delta z = 0.2$), расположенный перед носовой частью модели. Рассматривались также различные варианты расположения и формы источника, схематично представленные на Рис. 4.2 (Var. 2 – $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.2$). Область энерговыклада привязана к телу и, соответственно, не меняет своего расположения относительно тела при изменении угла атаки.

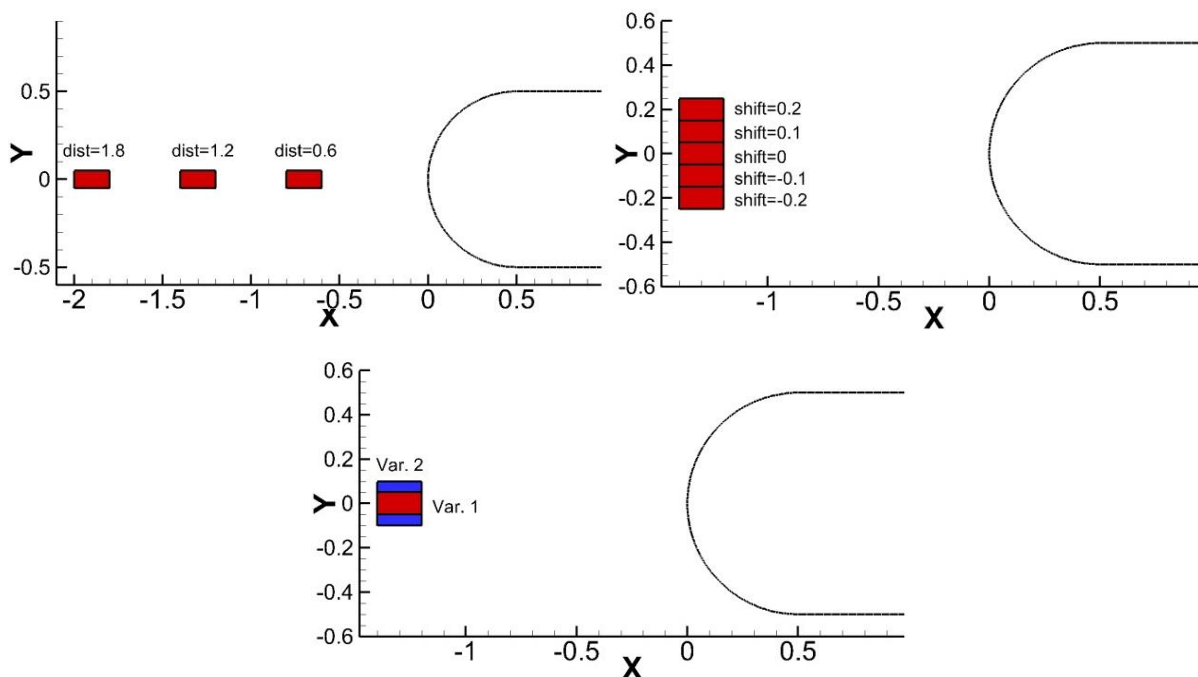


Рис. 4.2. Рассмотренные варианты источников.

4.2 Структура течения при вложении энергии перед носом модели

Вложение энергии приводит к принципиальной перестройке течения перед телом (Рис. 4.3). За областью энерговклада образуется след с пониженными значениями плотности, числа Маха и полного давления, как уже было показано в Главе 2. При взаимодействии следа с головной ударной волной перед носовой частью образуется область возвратного течения. Давление в этой области, практически, соответствует обтеканию заостренного конуса и существенно ниже давления за ударной волной при обтекании однородным потоком. За счет этого уменьшается волновое сопротивление модели, в данном рассматриваемом случае ($Q = 6\%N$, $dist = 1.2$) на 33.45%. Этот факт вполне согласуется с полученными ранее результатами упомянутых выше работ. Энергоисточник перед носом практически не влияет на распределение давления на поверхности крыльев и оперенья.

Если при нулевом угле атаки течение и рециркуляционная область имеют симметричную структуру, то при появлении ненулевого угла атаки симметричность теряется (Рис. 4.4). Течение все еще схоже с обтеканием конуса, только теперь он сдвинут относительно тела. След в данном случае не

концентрируется на передней части модели, а уходит на подветренную сторону. Это приводит к исчезновению ударной волны на подветренной части носа, но также и к не столь сильному ослаблению ударной волны на наветренной стороне (по сравнению с нулевым углом атаки). Из-за этого сопротивление снижается не столь сильно, как для $\alpha = 0^\circ$ – на 17.78%, но при этом возникает эффект повышения подъемной силы, на 3.38%.

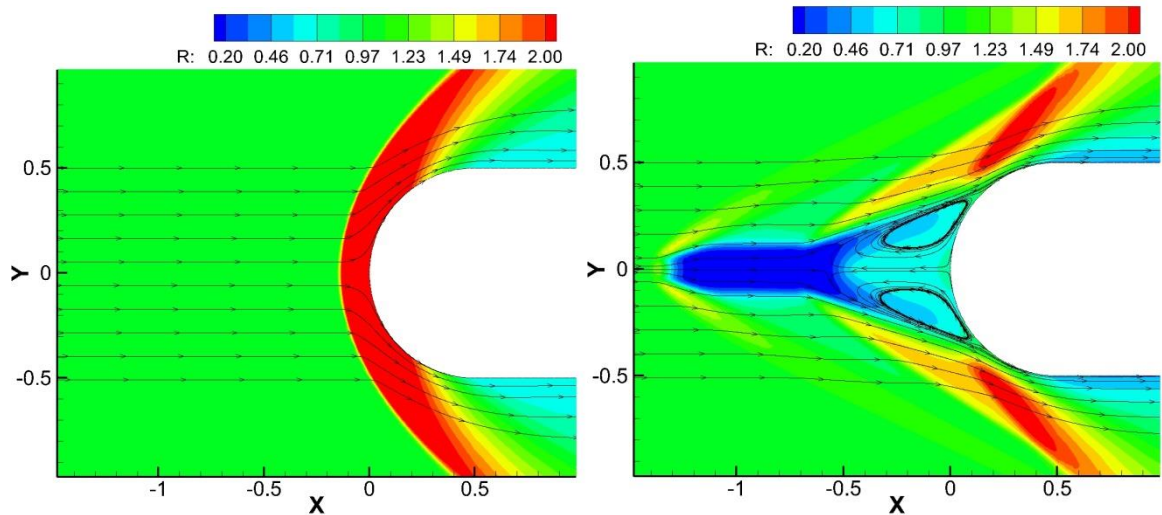


Рис. 4.3. Распределение плотности и линии тока, $\alpha = 0^\circ$, сечение $z = 0$, невозмущенный поток (слева), с вложением энергии $Q = 6\%N$, $\text{dist} = 1.2$ (справа).

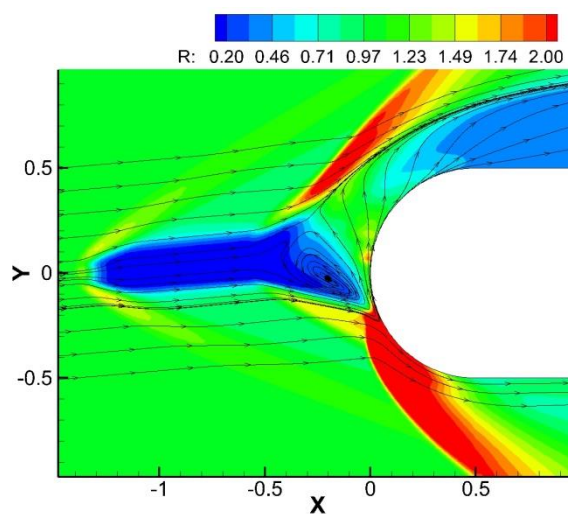


Рис. 4.4. Распределение плотности и линии тока при обтекании тела следом (справа), $\alpha = 5^\circ$, сечение $z = 0$, вложение энергии $Q = 6\%N$, $\text{dist} = 1.2$.

В работах [7,18,76] показывается, что при обтекании тела неравномерным потоком, содержащим узкую область с пониженным давлением Пито (полным давлением за ударной волной) PP_{wake} , перед телом может устанавливаться течение с конической изобарической областью застоя. Давление в этой области будет равно PP_{wake} .

Приближенно, можно считать, что обтекание области возвратного течения аналогично обтеканию твердого конуса с таким же углом полураствора. Аналитическое решение для задачи обтекания конуса с углом полураствора $\beta = 20.7^\circ$ (именно этот угол имеет конус зоны рециркуляции в случае $\alpha = 0^\circ$) сверхзвуковым потоком с $M = 2.5$ дает давление на его поверхности P_{cone} , близкое к значению давления Пито PP_{wake} , в точке торможения следа (и переднего края зона рециркуляции) x_{rec} и давлению P_{rec} в зоне рециркуляции в тот момент, когда течение уже приобрело стационарный характер (Рис. 4.5). В случае ненулевого угла атаки наблюдаемые углы конуса отличаются для наветренной и подветренной сторон, также меняется расположение переднего края рециркуляционной зоны. Можно предположить, что данный эффект обусловлен сдвигом следа относительно головной ударной волны и результирующей разницей давлений на подветренной и наветренной линий взаимодействия краев следа с головной ударной волной.

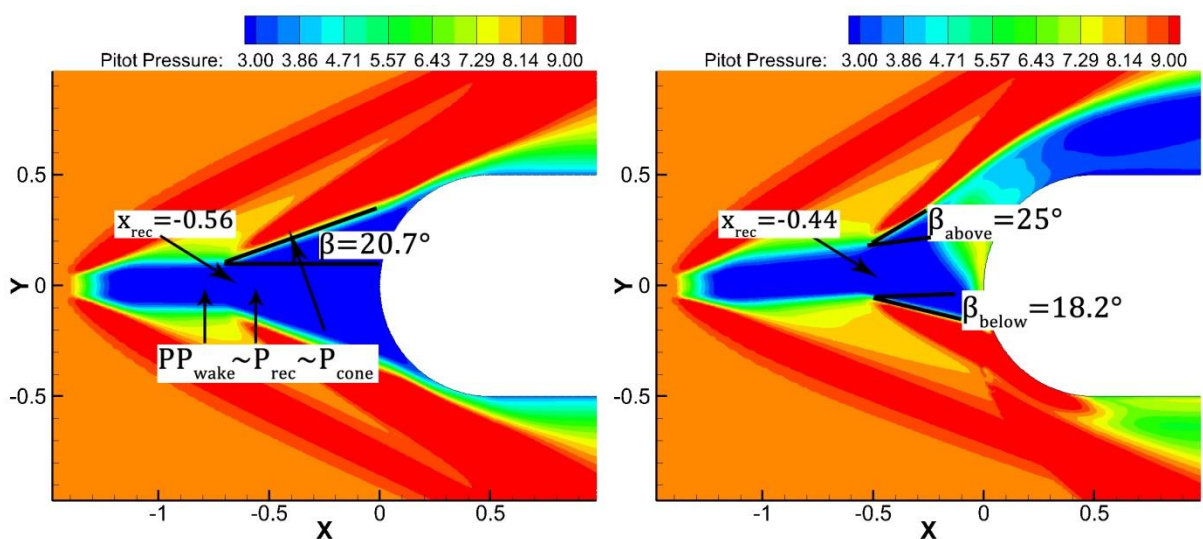


Рис. 4.5. Распределение давления Пито, $\alpha = 0^\circ$ (слева) и $\alpha = 5^\circ$ (справа).

Для рассмотренных углов атаки каждый расчет производился следующим образом: вначале производился расчет обтекания невозмущенным потоком, после чего в ячейки, входящие в область энергоисточника, начинала вкладываться энергия. Таким образом, от энергоисточника формировался след, который впоследствии сталкивался с головной ударной волной. В начальной стадии взаимодействия следа и головной ударной волны зона вихревого течения на носовой части модели растет в размерах (Рис. 4.6) (ее боковые края с определенного момента фиксированы геометрией носа модели, в итоге она растет в основном только в длину, что означает уменьшение угла полураствора конуса зоны рециркуляции). Такой режим течения имеет много общего с описанным в работе [90]. Поскольку вначале P_{rec} и P_{cone} больше PP_{wake} , а PP_{wake} изменяется мало на рассматриваемых расстояниях до тела, можно предположить, что зона рециркуляции растет до тех пор, пока между P_{rec} , P_{cone} и PP_{wake} не устанавливается равновесие. Тогда и устанавливается стационарное течение.

Таким образом, давление на носовой части модели, а отсюда и сила сопротивления, сильно зависят от давления Пито в следе перед зоной рециркуляции.

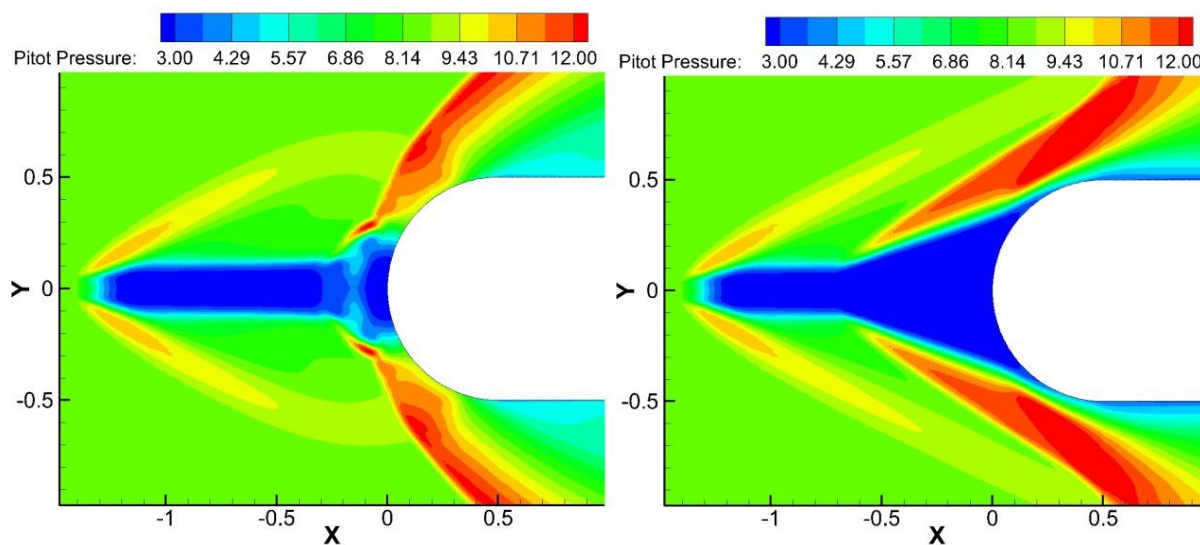


Рис. 4.6. Распределение давления Пито, эволюция течения, $\alpha = 0^\circ$.

4.2.1 Влияние мощности источника

Как уже было описано выше в Главе 2, при увеличении мощности источника давление Пито в следе за ним падает сильнее, что приводит, во-первых, к уменьшению давления на носовой части модели, во-вторых, к уменьшению угла полураствора конической зоны рециркуляции, что в свою очередь, наряду с утолщением следа, приводит к увеличению зоны рециркуляции (Рис. 4.7). Таким образом, с увеличением мощности источника сила сопротивления падает, как при $\alpha = 0^\circ$, так и при $\alpha = 5^\circ$ (Рис. 4.8). При этом, данный эффект слабее в случае $\alpha = 5^\circ$, что связано с наличием области повышенного давления на носовой части модели, образовавшейся из-за сдвига следа относительно оси симметрии (Рис. 4.9).

Подъемная сила увеличивается при вложении энергии перед носом, за счет, во-первых, области повышенного давления на наветренной части модели, во-вторых, за счет снижения давления на подветренной поверхности, обусловленного влиянием следа от энергоисточника (Рис. 4.9). Но при увеличении мощности источника прирост подъемной силы падает из-за снижения интенсивности ударной волны на наветренной части носа, вызванного увеличением зоны рециркуляции (Рис. 4.7, 4.9).

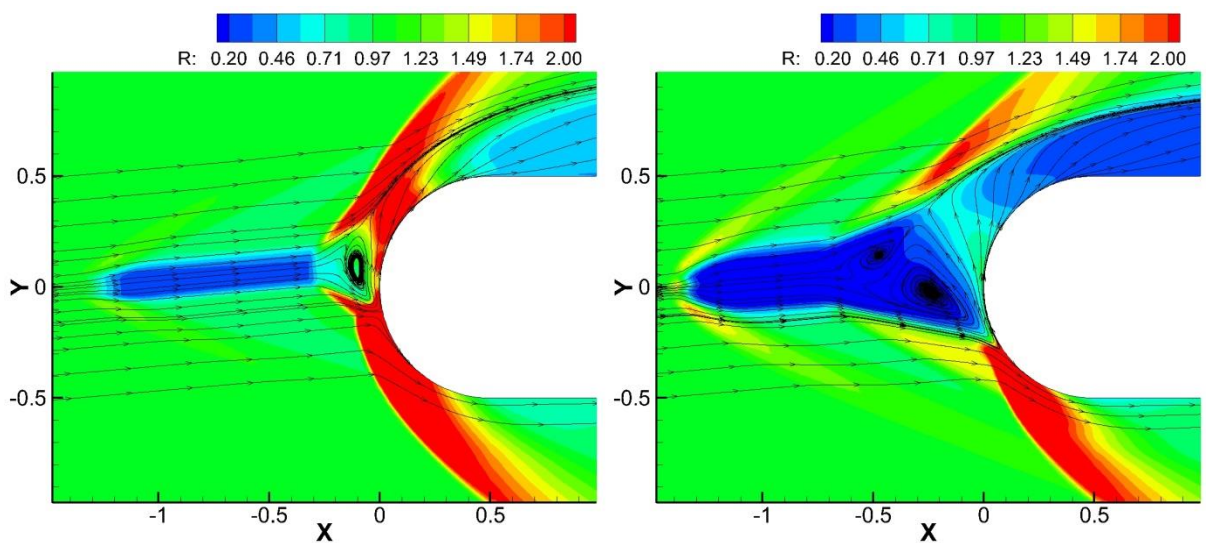


Рис. 4.7. Распределение плотности в плоскости симметрии с линиями тока, $\alpha = 5^\circ$, $Q = 1.5\% N$ (слева) и $Q = 12\% N$ (справа).

Энергоэффективность источника $Eff = (N(0) - N(Q))/Q$ для $\alpha = 0^\circ$ выше, чем при $\alpha = 5^\circ$. При этом с увеличением мощности она падает для обоих рассмотренных углов атаки. Падение силы сопротивления не компенсирует затраченной энергии (F_x снижается на 19.18% в случае $Q = 0.2$, на 40.37% в случае $Q = 1.6$, т.е. двукратное снижение F_x против в восемь раз больше вложенной энергии).

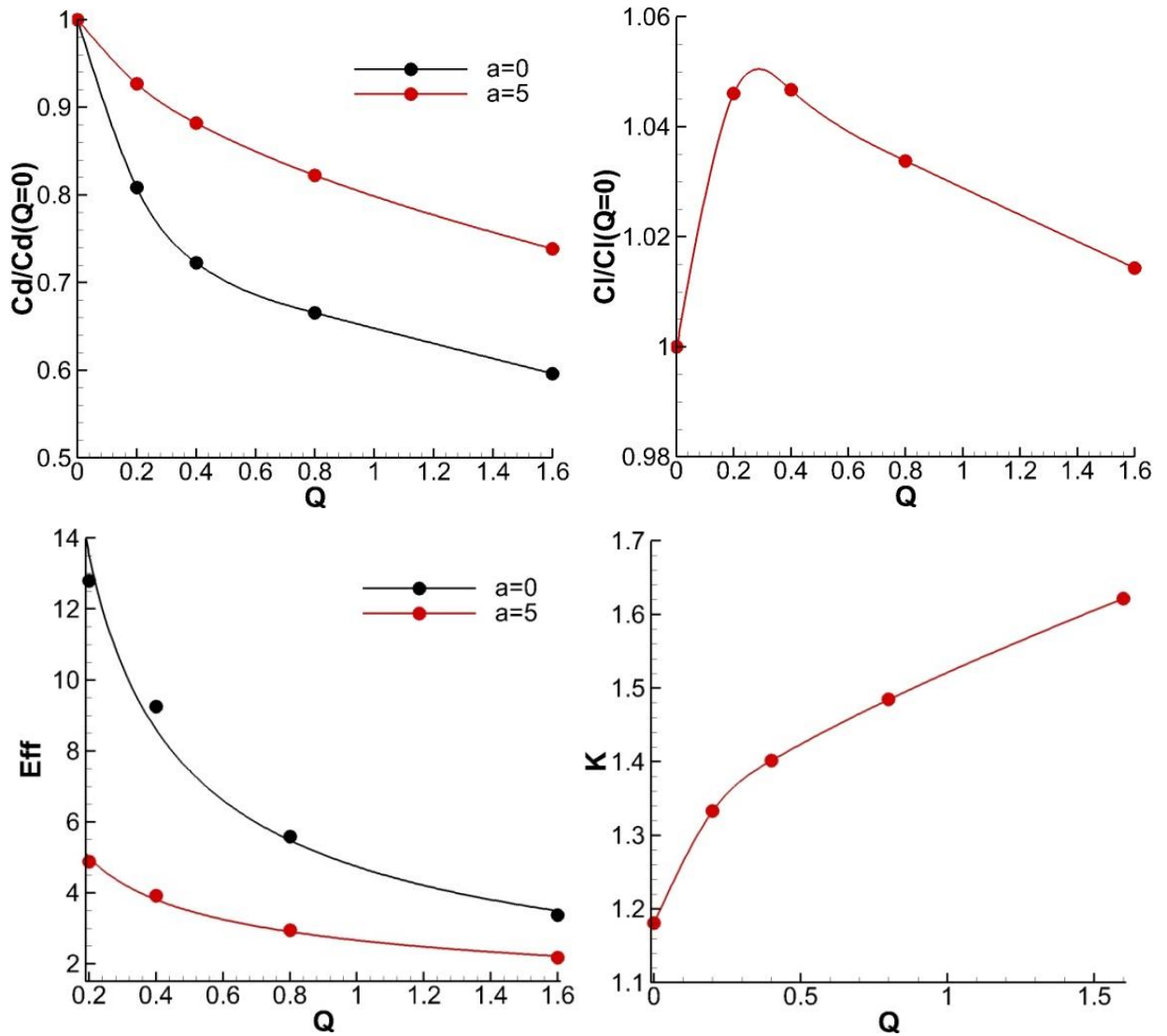


Рис. 4.8. Зависимость коэффициентов сопротивления C_D , подъемной силы C_L , коэффициента энергоэффективности Eff и аэродинамического качества K от мощности источника.

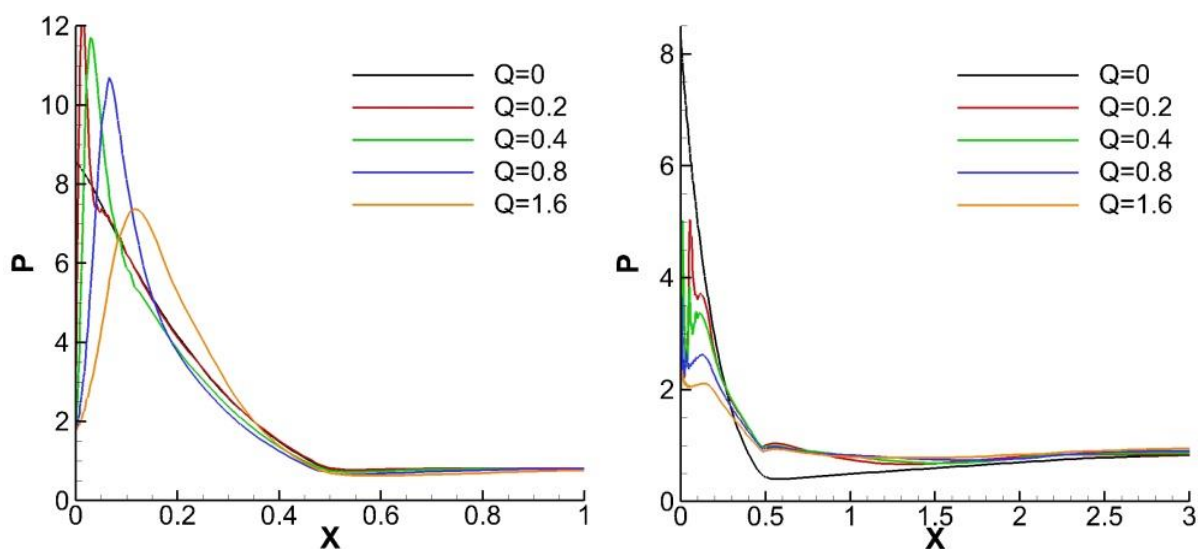


Рис. 4.9. Давление на поверхности тела, $\alpha = 5^\circ$, в плоскости симметрии, наветренная (слева) и подветренная (справа) стороны.

Аэродинамическое качество с увеличением мощности источника увеличивается, что обусловлено эффектом снижения силы сопротивления, превышающим эффект снижения подъемной силы.

Таким образом, с точки зрения энергоэффективности лучше вкладывать меньшее количество энергии. Большее количество вложенной энергии дает существенное снижение сопротивления и увеличение аэродинамического качества, но также приведет к более сильным тепловым нагрузкам на поверхность модели.

4.2.2 Влияние расстояния от источника до тела

В случае нулевого угла атаки эффект от изменения расстояния (Рис. 4.2) от источника до тела мал, в связи с тем, что на всех рассматриваемых расстояниях след от энергоисточника при взаимодействии с телом уже сформировался в ближний след (Глава 2) и значения давления Пито в следе перед зоной рециркуляции изменяются незначительно (Рис. 4.10).

В случае же ненулевого угла атаки ситуация обстоит иначе. Чем больше расстояние, тем выше на поверхности модели приходится центр следа относительно точки торможения, соответственно, зона рециркуляции занимает все меньшую часть носа модели, что увеличивает размеры и интенсивность

области повышенного давления на носовой части модели, образующейся из-за взаимодействия следа и головной ударной волны (Рис. 4.11). Это ведет к увеличению силы сопротивления.

С увеличением расстояния подъемная сила увеличивается, благодаря увеличению интенсивности ударной волны на наветренной стороне носа (Рис. 4.11). Однако, при дальнейшем увеличении расстояния из-за сдвига следа относительно тела интенсивность ударной волны на носовой части будет увеличиваться, и область высокого давления захватит и подветренную часть поверхности. Это может привести к снижению подъемной силы.

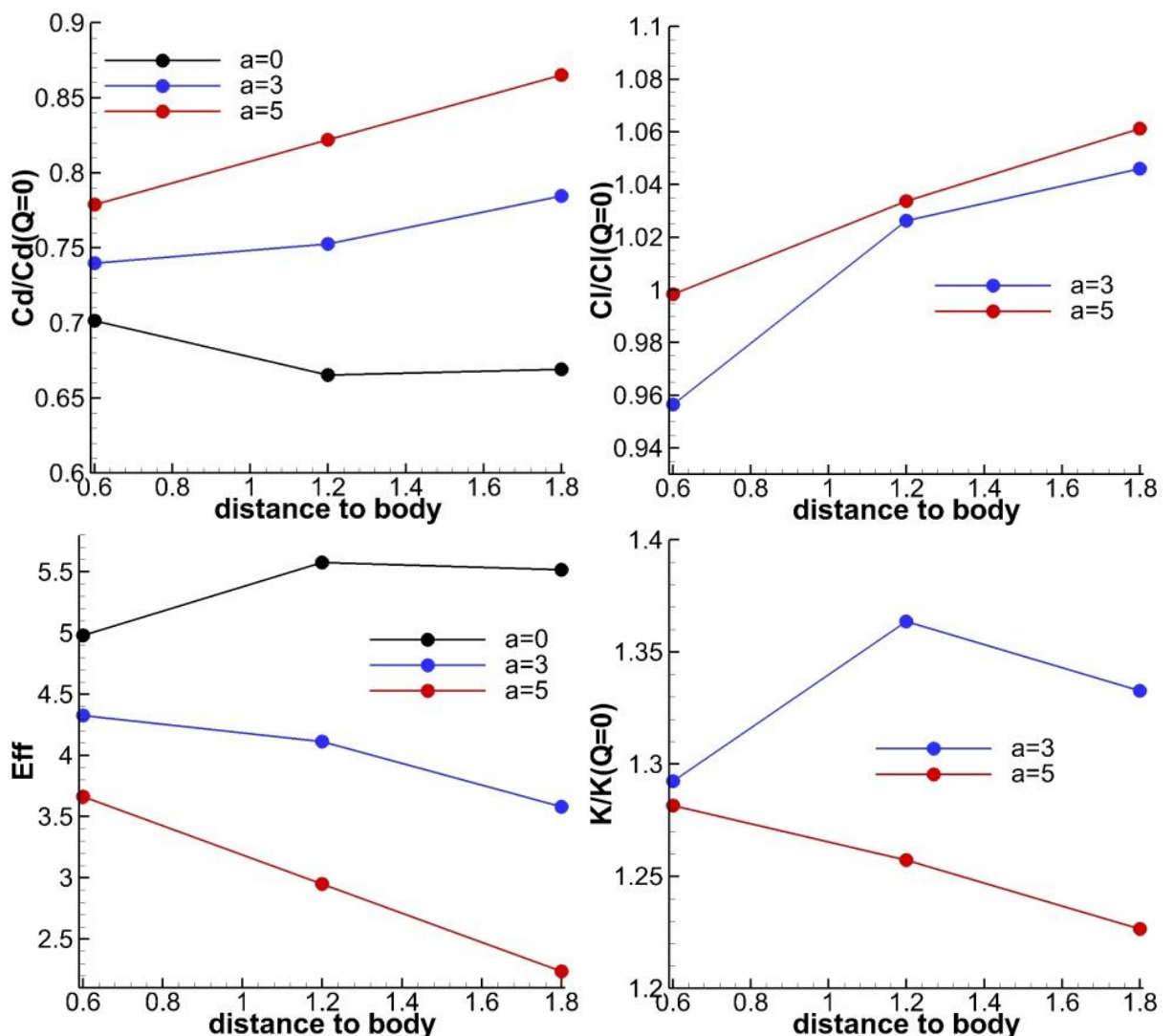


Рис. 4.10. Зависимость коэффициентов сопротивления C_D , подъемной силы C_L , коэффициента энергоэффективности Eff и аэродинамического качества K от расстояния от центра источника до носа модели.

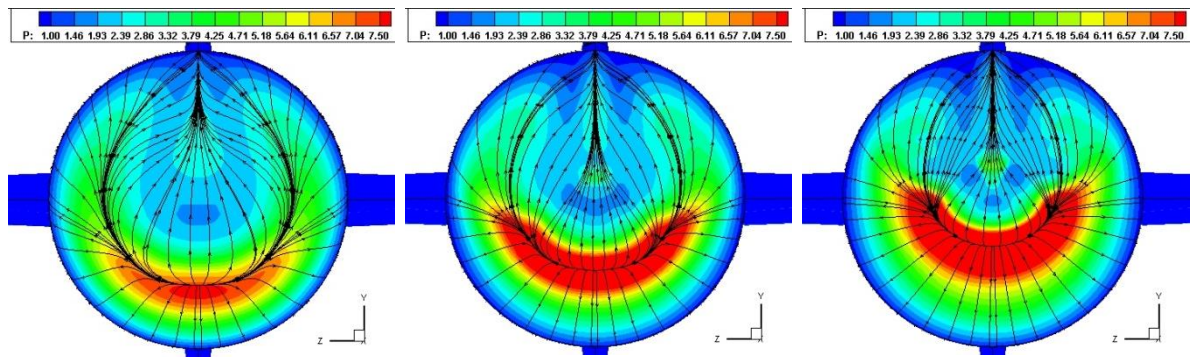


Рис. 4.11. Распределение давления на носовой части модели, $Q = 6\%N$, $\alpha = 5^\circ$,
 $\text{dist} = 0.6$ (слева), $\text{dist} = 1.2$ (центр), $\text{dist} = 1.8$ (справа).

Поскольку мощность в данном случае у всех вариантов источника одинаковая, самым энергоэффективным вариантом будет тот, где сопротивление снижается сильнее всего, таким образом, случай $\alpha = 0^\circ$ имеет наибольшую энергоэффективность, $\alpha = 5^\circ$ – наименьшую. Из-за существенного снижения сопротивления аэродинамическое качество увеличивается для всех вариантов расположения источника.

В итоге, расстояние до источника имеет различные эффекты, и оценку того, какое расстояние лучше, необходимо производить из желаемого результата и конкретных особенностей геометрии модели. Более близкое расположение дает более значимое снижение сопротивления, но также приведет к высоким тепловым нагрузкам на тело.

4.2.3 Влияние сдвига источника в вертикальной плоскости

Сдвиг энергоисточника в вертикальной плоскости приводит к тому, что центр след попадает в различные точки на носовой поверхности модели. В выше рассмотренных вариантах источника при нулевом угле атаки центр следа всегда находился в непосредственной близости от точки торможения при обтекании невозмущенным потоком. Из-за сдвига центр следа теперь не попадает на точку торможения на теле, и течение становится похожим на случай ненулевого угла атаки. Это ведет к увеличению силы сопротивления и сопутствующему снижению коэффициента энергоэффективности, из-за

эффектов уже описанных выше для случая варьирования расстояния до тела (Рис. 4.12).

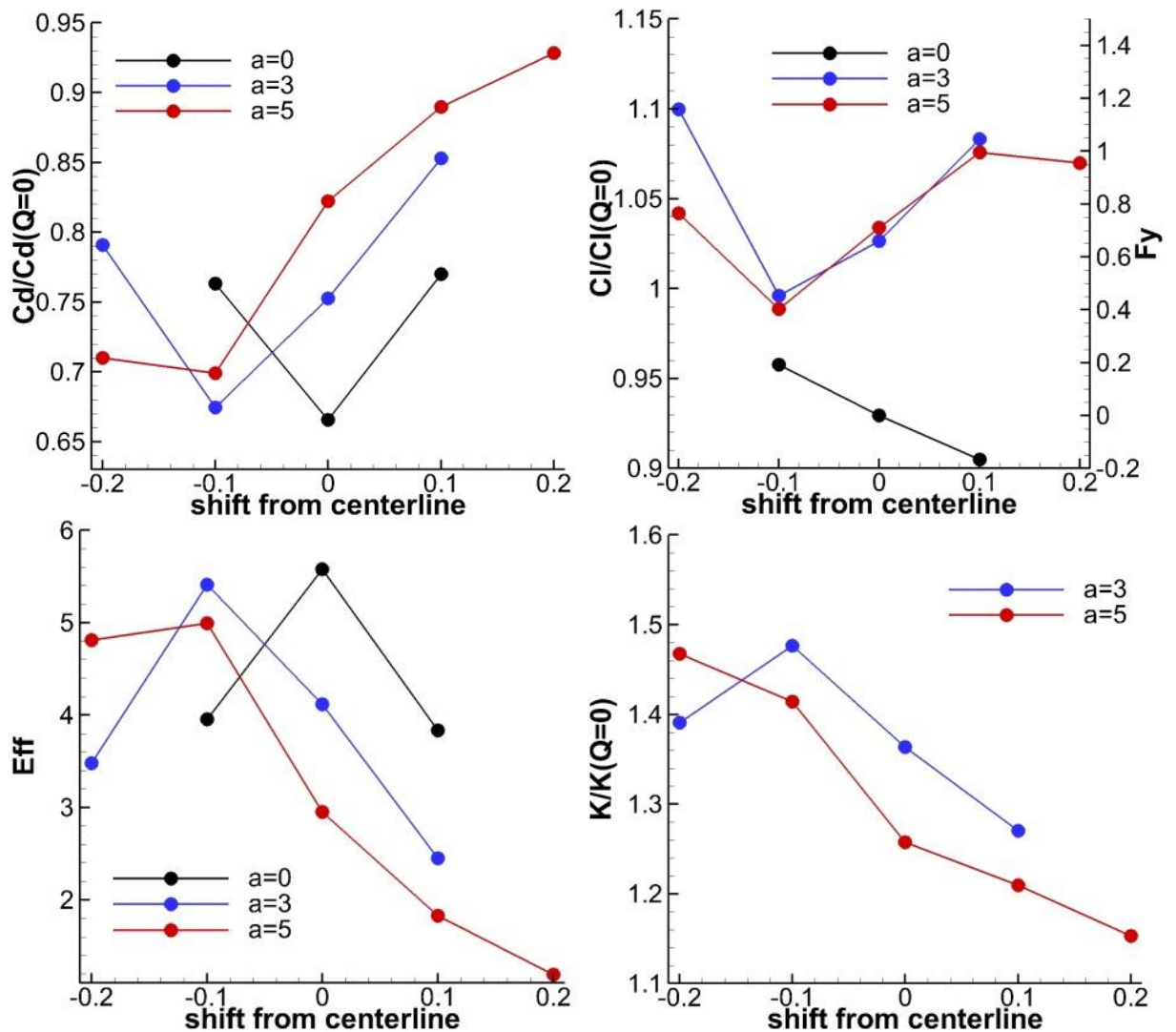


Рис. 4.12. Зависимость коэффициентов сопротивления C_D , подъемной силы C_L , коэффициента энергоэффективности Eff и аэродинамического качества K от сдвига источника относительно центральной линии в плоскости симметрии.

Сдвиг энергоисточника в вертикальной плоскости приводит к тому, что центр след попадает в различные точки на носовой поверхности модели. В выше рассмотренных вариантах источника при нулевом угле атаки центр следа всегда находился в непосредственной близости от точки торможения при обтекании невозмущенным потоком. Из-за сдвига центр следа теперь не попадает на точку торможения на теле, и течение становится похожим на случай ненулевого угла атаки. Это ведет к увеличению силы сопротивления и

сопутствующему снижению коэффициента энергоэффективности, из-за эффектов уже описанных выше для случая варьирования расстояния до тела (Рис. 4.12).

Все это верно и для ненулевого угла атаки. Для всех выше рассмотренных вариантов источника центр следа всегда приходил в точку, выше точки торможения, теперь же для рассмотренных вариантов сдвига он приходит как в точку ниже точки торможения ($shift = -0.2$), так и в непосредственной ее окрестности ($shift = -0.1$). Для вариантов $shift = -0.2$ и $shift = 0$ реализуются “зеркальные” относительно друг друга структуры течения, для $shift = -0.1$ структура течения очень близка к симметричной, имеющей место для $\alpha = 0^\circ$ (Рис. 4.13).

Зная расстояние от центра области энергоисточника (в данном случае $d = 1.3$) и радиус сферы носовой части модели ($r = 0.5$), можно рассчитать, куда попадет центр следа. Если y_c центра области энергоисточника находится выше, чем $y_1 = (r + d)\sin\alpha = -0.0942$, то центр следа попадет выше точки торможения, и след уйдет на подветренную сторону, как для $shift = 0$ ($y_c = shift$), если $y_c < y_1$, то на наветренную, как в случае $shift = -0.2$, если же $y_c \sim y_1$, то реализуется симметричная структура течения.

$|y_c - y_1|$ близки для вариантов $shift = -0.2$ и $shift = 0$, что объясняет схожесть их режимов течения (Рис. 4.13). Этим же объясняется и то, что сила сопротивления не продолжила уменьшаться для $shift = -0.2$, а поднялась примерно до уровня варианта $shift = 0$ (Рис. 4.12). Подъемная сила в случае $shift = -0.2$ выросла из-за увеличения давления на наветренной стороне (Рис. 4.14).

Для коэффициента энергоэффективности повторяется сказанное в предыдущем разделе, т.е. оно соответствует уровню снижения силы сопротивления. Аэродинамическое качество остается выше, чем в случае

обтекания невозмущенным потоком. При сдвиге энергоисточника вверх аэродинамическое качество убывает из-за увеличения силы сопротивления.

Таким образом, наилучший с точки зрения энергоэффективности, снижения сопротивления и аэродинамического качества вариант реализуется, когда центр следа попадает на тело наиболее близко к точке торможения.

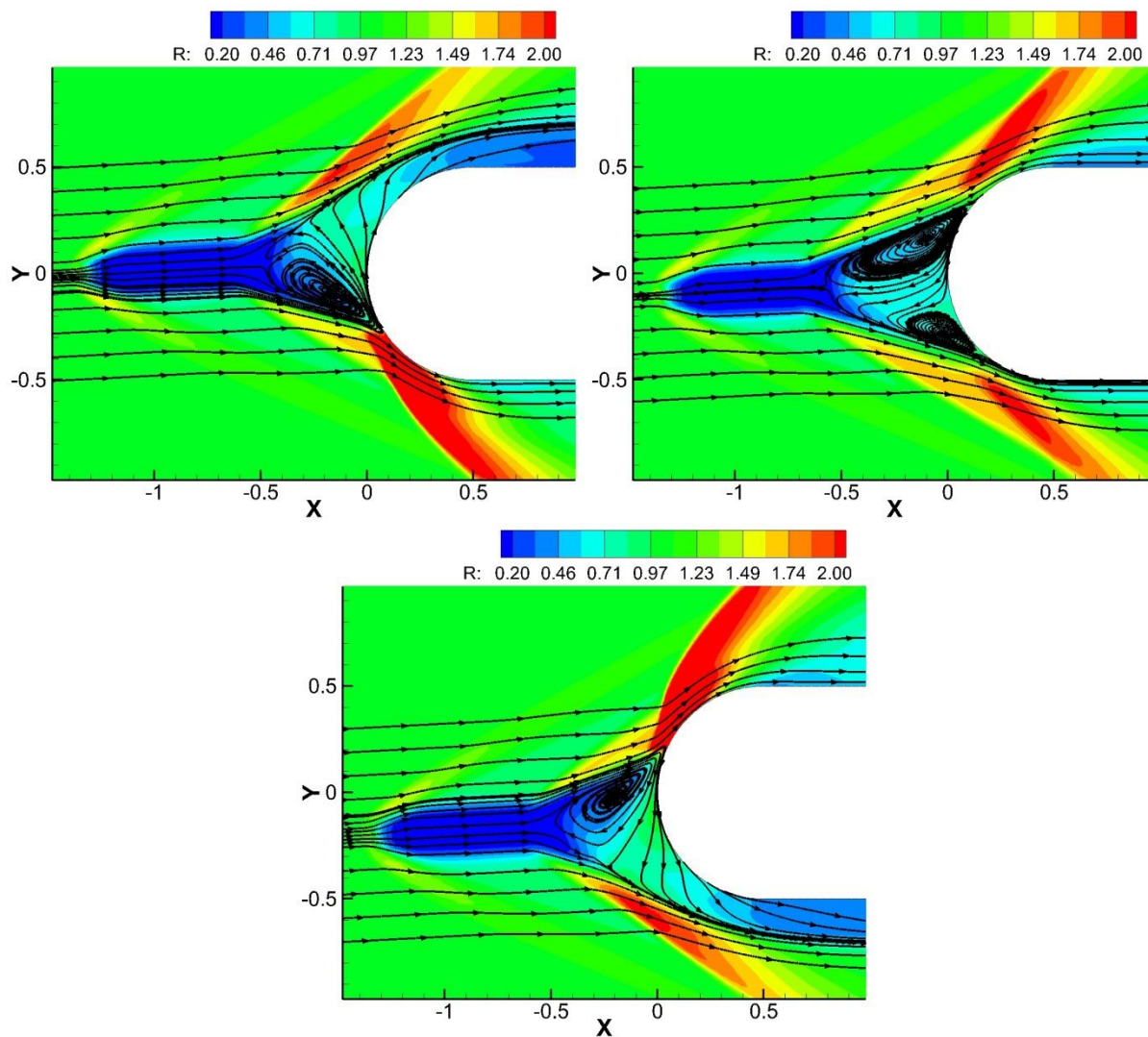


Рис. 4.13. Распределение плотности в плоскости симметрии с линиями тока и распределение давления на носовой части модели, $\alpha = 3^\circ$, $shift = 0$ (слева), $shift = -0.1$ (центр) и $shift = -0.2$ (справа).

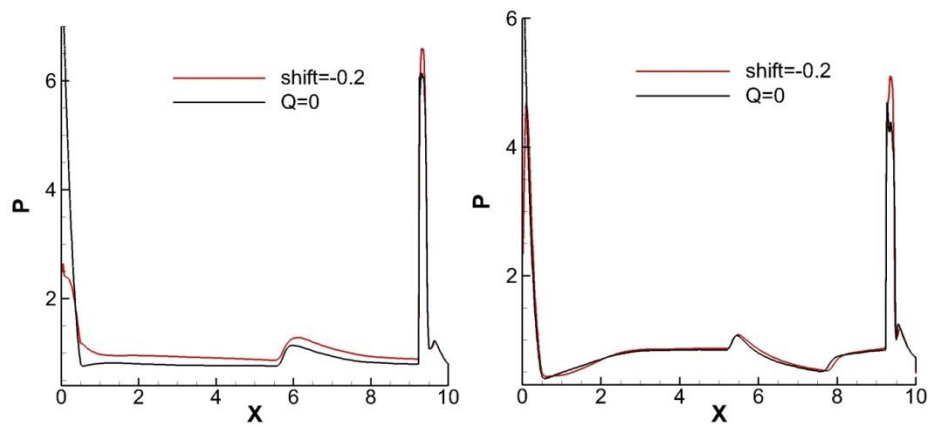


Рис. 4.14. Давление на поверхности тела, $\alpha = 5^\circ$, в плоскости симметрии, наветренная (слева) и подветренная (справа) стороны.

4.2.4 Влияние формы источника

Рассматриваемые варианты формы источника отличаются друг от друга поперечной к потоку площадью (Рис. 4.2). У второго варианта на Рис. 4.2 она больше в 4 раза. Поскольку количество вложенной энергии Q для обоих вариантов одинаковое, но объем области разный, то у второго варианта мощность энерговклада $q = Q/V$ в 4 раза меньше. Соответственно, как уже было подмечено в Главе 2, давление Пито в следе за источником у второго варианта больше, чем у первого (Рис. 4.15), что ведет к меньшему снижению лобового сопротивления и показателю энергоэффективности (Табл. 4.2, 4.3). Таким образом, изменение формы источника в рассматриваемых рамках эквивалентно уменьшению мощности источника, чье влияние было подробно изучено в Разделе 4.2.1 про влияние мощности источника. Следовательно, энергию эффективнее вкладывать в область с наименьшей поперечной площадью.

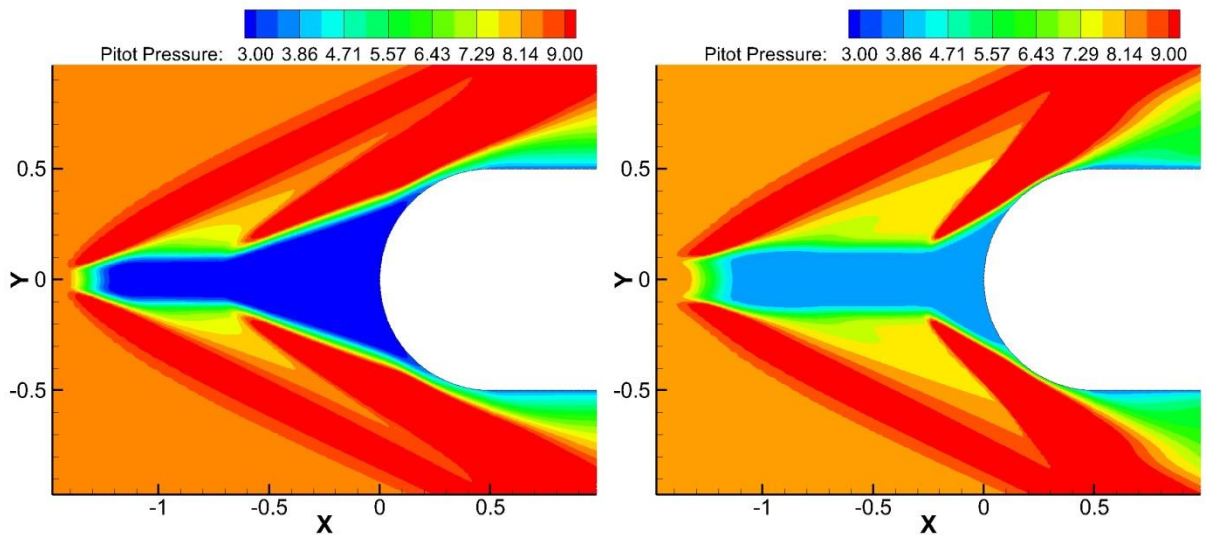


Рис. 4.15. Давление Пито в плоскости симметрии, $\alpha = 0^\circ$, вариант 1 (слева) и 2 (справа).

Таблица 4.2. Аэродинамические характеристики в случае $\alpha = 0^\circ$.

$\alpha = 5^\circ$	C_D отн. $C_D(Q=0)$	Eff
Var. 1	-33.45%	5.57838
Var. 2	-17.63%	2.94037

Таблица 4.3. Аэродинамические характеристики в случае $\alpha = 5^\circ$.

$\alpha = 5^\circ$	C_D отн. $C_D(Q=0)$	C_L отн. $C_L(Q=0)$	K отн. $K(Q=0)$	Eff
Var. 1	-33.45%	+3.38%	+25.73%	2.94854
Var. 2	-17.63%	+1.47%	+17.86%	2.30653

4.2.5 Влияние вложения энергии на тепловой поток

Уровень теплового потока, наблюдаемый на поверхности модели, наилучшим образом иллюстрирует распределение числа Стэнтона St , которое в данной работе определяется как

$$St = \frac{h}{\rho_\infty U_\infty c_p (T_r - T_w)}, \quad T_r = T_\infty \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right), \quad r = 0.89,$$

где h – тепловой поток на поверхности тела, $\rho_\infty, U_\infty, T_\infty$ – параметры в набегающем потоке, c_p – удельная теплоемкость среды при постоянном давлении, T_r – температура восстановления.

В отсутствие источника энергии наибольшую тепловую нагрузку испытывает нос модели, передние кромки крыльев и оперения, где температура поднимается за счет торможения набегающего потока в ударных волнах (Рис. 4.16). Тепловой поток на боковой цилиндрической части при данном температурном факторе близок к нулевому, но растет в местах пересечения ударных волн от крыльев и оперения с телом и друг с другом, а также в следе за крыльями.

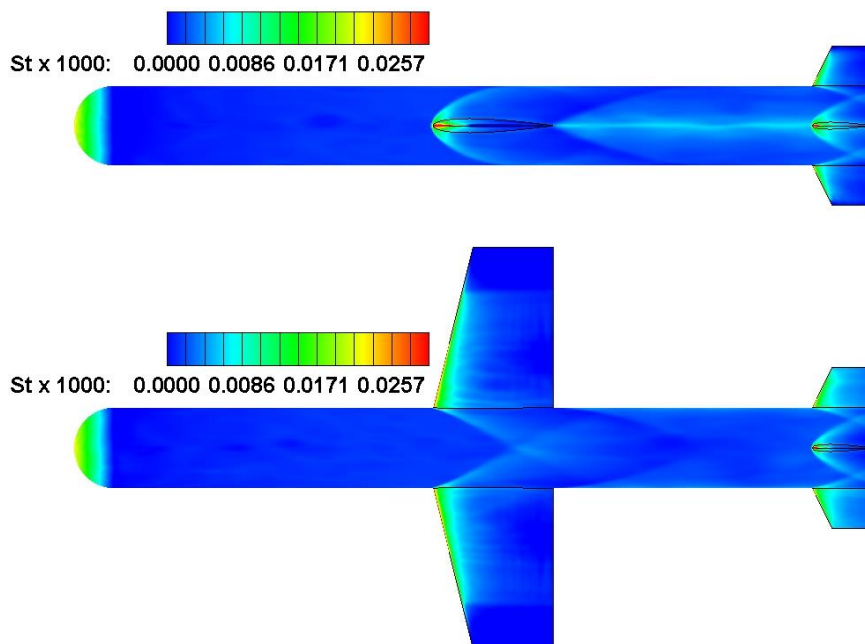


Рис. 4.16. Распределение числа Стэнтона, $\alpha = 0^\circ$, невозмущенный поток.

След за энергоисточником обладает не только пониженными значениями плотности, числа Маха и полного давления, но также и повышенными значениями температуры. След после обтекания носа концентрируется у боковой поверхности тела, что из-за более высоких градиентов температуры ($T_w = 1.125$ фиксирована) приводит к существенному росту теплового потока на всей поверхности модели, за исключением областей крыльев, отдаленных от цилиндрической части (Рис. 4.17). След с отдалением от источника постепенно

охлаждается, в связи с чем, эффект увеличения теплового потока ослабляется с отдалением от носа, где он вырос в среднем в 3 раза. В следе за крыльями тепловой поток вырос в среднем в 2 раза.

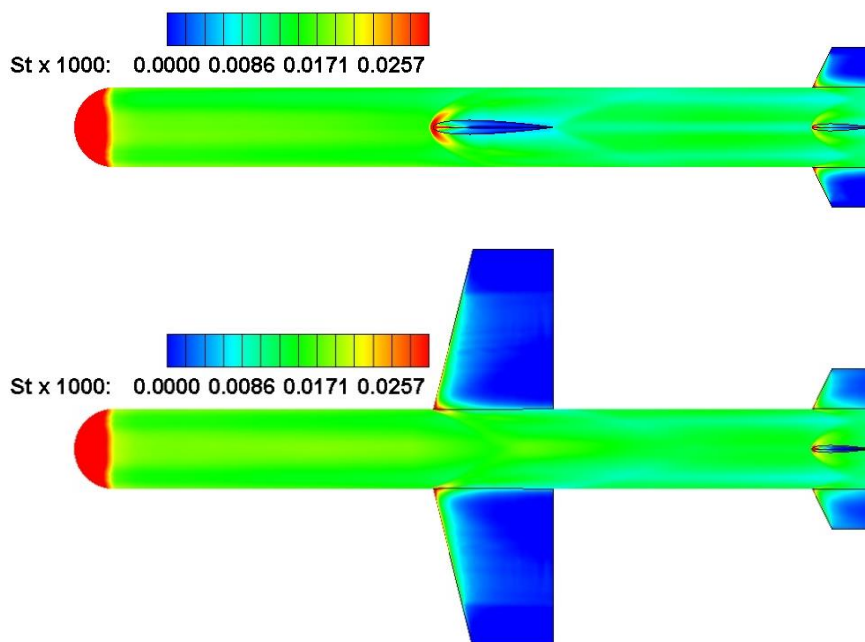
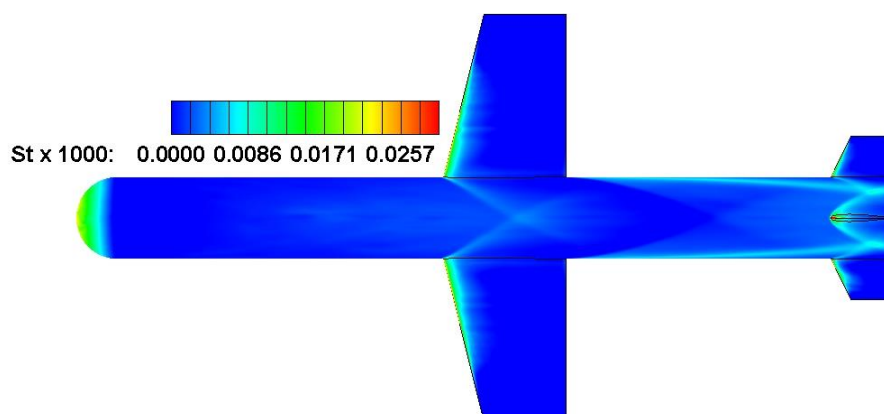


Рис. 4.17. Распределение числа Стэнтона, $\alpha = 0^\circ$, вложение энергии.

При ненулевом угле атаки (Рис. 4.18-4.20) тепловой поток увеличивается только на носовой части и части подветренной поверхности, близкой к носу, поскольку высокотемпературный след от энергоисточника сносится с фюзеляжа.



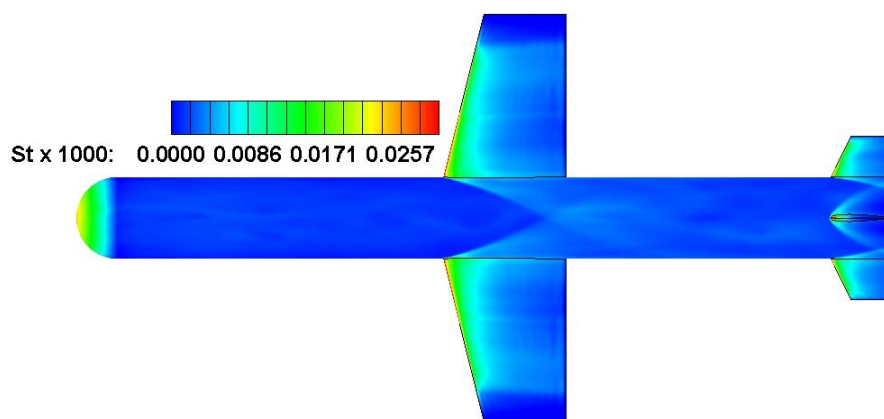


Рис. 4.18. Распределение числа Стэнтона при обтекании невозмущенным потоком ($\alpha=5^\circ$), сверху – подветренная сторона, снизу – наветренная сторона.

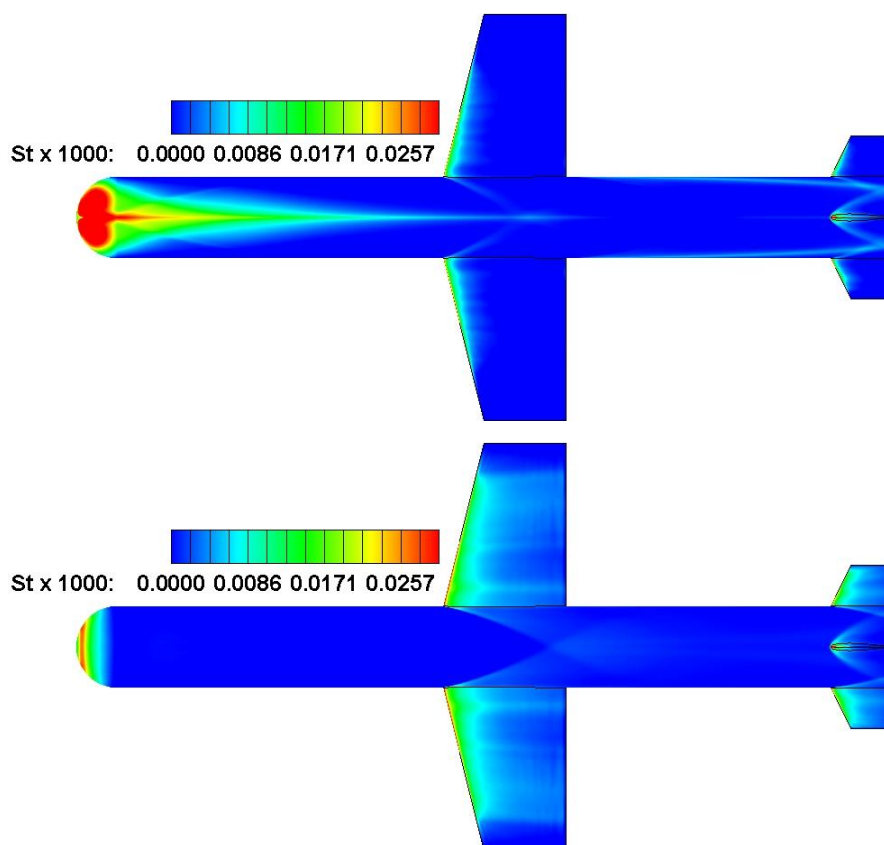


Рис. 4.19. Распределение числа Стэнтона с энерговложением ($\alpha=5^\circ$), сверху – подветренная сторона, снизу – наветренная сторона.

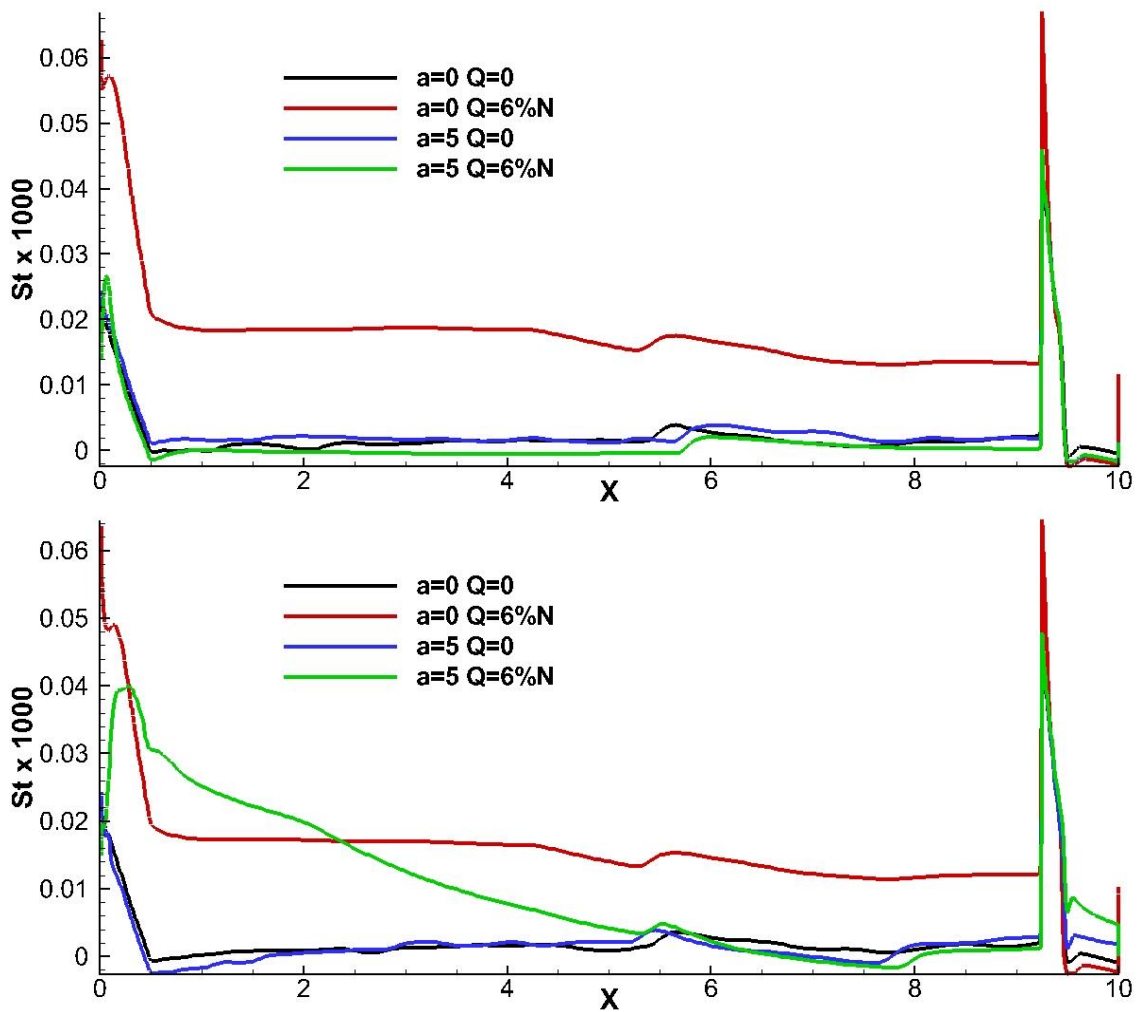


Рис. 4.20. Графики числа Стэнтона с энерговложением и без и для разных углов атаки ($\alpha=0^\circ, 5^\circ$), сверху – подветренная сторона, снизу – наветренная сторона.

4.3 Влияние вложения энергии перед крыльями

Также были проведены расчеты с вложением энергии перед крыльями, которые в рассмотренной модели имели затупленную переднюю кромку. $\Delta x = 0.1, \Delta y = 0.02, \Delta z = 0.5, Q = 1.5\%N$. Схема расположения представлена на Рис. 4.21.

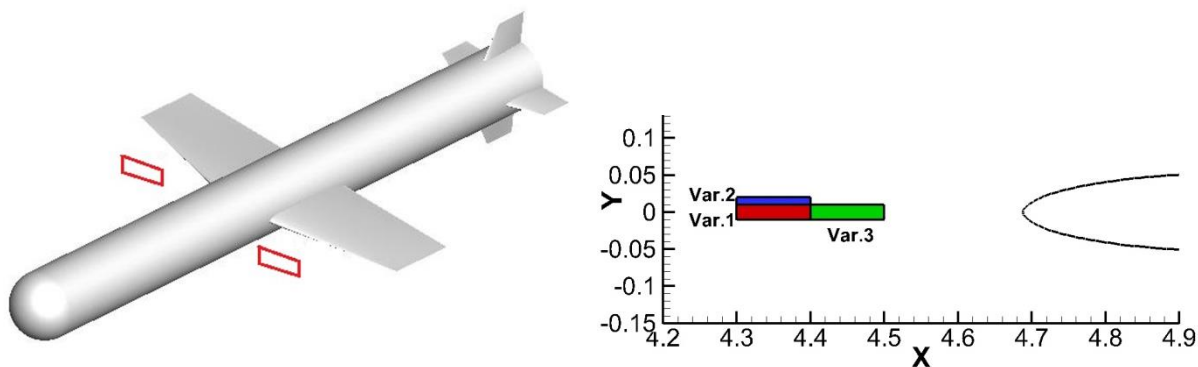


Рис. 4.21. Схема расположения источников энергии перед крыльями.

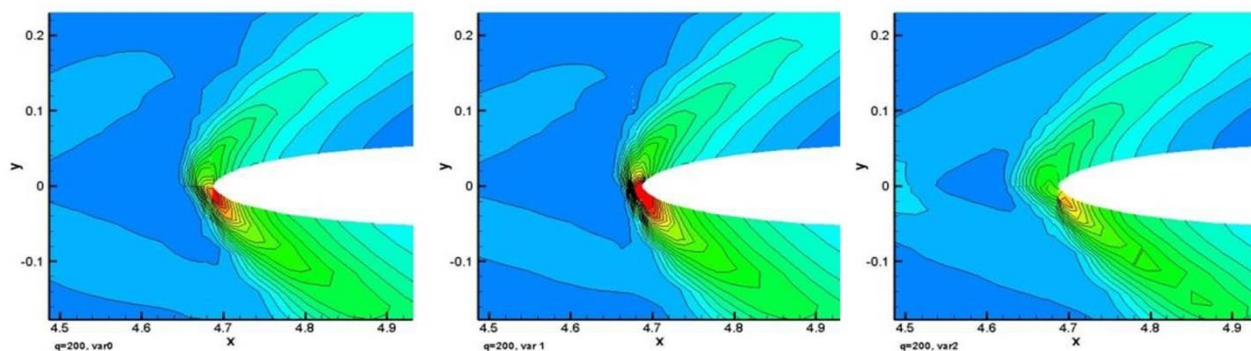


Рис. 4.22. Давление перед передней кромкой крыла. Сечение $z=1.25$. Варианты 1-3 слева направо.

Таблица 4.4. Аэродинамические характеристики при вложении энергии перед крыльями.

	1	2	3
$\Delta C_x/C_{x0}$	-1.81%	-1.17%	-2.32%
$\Delta C_y/C_{y0}$	+1.22%	+1.03%	+0.8%
Eff	0.38	0.24	0.48
K	+2.81%	+2.03%	+2.89%

Получено незначительное увеличение подъемной силы при небольшом уменьшении суммарного сопротивления модели (Табл. 4.4). Механизм воздействия аналогичен случаю с вложением энергии перед носом, поскольку крылья имеет затупленную переднюю кромку. Снижение сопротивления и увеличение подъемной силы здесь не столь велики, поскольку относительно фюзеляжа размер крыльев довольно мал и сам корпус генерирует подъемную силу.

Выводы:

Рассмотренные варианты мощности, расположения и формы источника энергии помогают сделать определенные выводы относительно выбора наиболее эффективных параметров источника, с точки зрения энергоэффективности, снижения сопротивления или аэродинамического качества.

1) Чем больше мощность источника, тем сильнее падает волновое сопротивление и увеличивается аэродинамическое качество, однако это также приводит к падению энергоэффективности и к более сильным тепловым нагрузкам на поверхность модели. Наибольшей энергоэффективностью обладает источник с минимальной достаточной для перестроения течения мощностью.

2) Расстояние до источника имеет различные эффекты, и оценку того, какое расстояние лучше, необходимо производить из желаемого результата. Более близкое расположение дает более значимое снижение сопротивления, но также приведет к более высоким тепловым нагрузкам на тело.

3) С учетом угла атаки, наилучшим выбором с точки зрения энергоэффективности, снижения сопротивления и аэродинамического качества расположения источника будет вариант, когда центр следа попадает на тело наиболее близко к точке торможения. Также наиболее эффективным будет источник с наименьшей площадью поперечного сечения (узкий канал).

При других углах атаки возможно появление новых эффектов, меняющих картину обтекания (например, столь большой угол атаки, что след только частично или вообще не попадает на тело). Требуются дальнейшие исследования.

Наличие источника энергии приводит к существенному росту теплового потока на всей поверхности модели, за исключением областей крыльев. Эффект увеличения теплового потока ослабляется с отдалением от носа.

Глава 5. Исследование влияния вложения энергии на обтекание модели высокоскоростного ЛА сложной формы

В последние десятилетия значительно интенсифицировались исследования по созданию высокоскоростных летательных аппаратов (ВЛА) для длительного полета в атмосфере, использующих гиперзвуковой прямоточный воздушно-реактивный двигатель (ГПВРД) [91]. Принцип его работы аналогичен обычному ПВРД, в котором входящий в воздухозаборник поток сжимается за счет специальной формы летательного аппарата и тормозится до дозвуковой скорости. В ГПВРД при $M > 6$ торможение входящего потока воздуха до дозвуковых скоростей приводит к предельным по прочностным характеристикам материалов двигателя значениям температуры и давления при входе в камеру сгорания. В тракте ГПВРД поток тормозится лишь частично и сохраняет сверхзвуковую скорость, что снижает температурную нагрузку и позволяет использовать двигатель при скоростях полета $M > 6$. Положительные результаты, полученные во время испытаний демонстрационного беспилотного самолета X-43A (Рис. 5.1) в рамках программы NASA Hyper-X [91-94] в 2004 году показали перспективность использования ГПВРД при скоростях полета с $M > 6$. Во время второго и третьего полета X-43A была зафиксирована работа двигателя в течение 10 секунд, а во время третьего полета был установлен рекорд скорости в 11 200 км/ч (Мах 9.6).

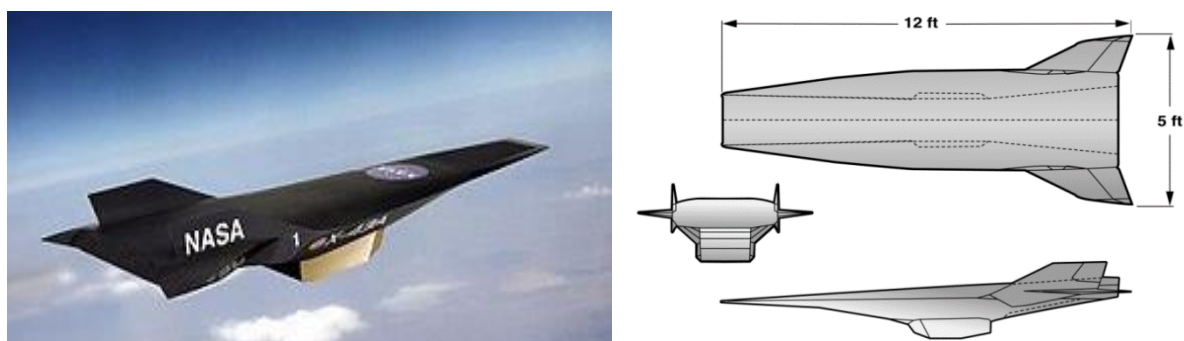


Рис. 5.1. Схема X-43A [91].

Воздухозаборник располагают за системой косых скачков уплотнения, создаваемых носовой частью ЛА. Число Маха потока на входе в воздухозаборник существенно снижается. В такой компоновке силовая установка не может рассматриваться как самостоятельный узел ЛА, т.к. параметры газа на входе в двигатель определяются условиями обтекания носовой части планера. Важным вопросом также является влияние противодавления в камере сгорания на течение в воздухозаборнике.

Темой данной главы является численное исследование влияния вложения энергии в поток на примере обтекания модели ВЛА Х-43 при числе Маха $M = 6$, характерном для ВЛА длительного атмосферного полета, в трехмерной постановке с учетом турбулентного характера течения.

5.1 Постановка задачи

В качестве исследуемой задачи рассматривалось обтекание модели ВЛА Х-43. Подробные данные о геометрии данного летательного аппарата в открытом доступе отсутствуют. Геометрия была взята из работы [72]. Условия набегающего потока соответствовали высоте $h = 30$ км [72]. Расчеты проводились для числа Маха $M = 6$ и углов атаки $\alpha = 0^\circ$ и 4° . Число Рейнольдса составляло $Re = 2.0 \times 10^6 [m^{-1}]$.

В силу условий симметрии расчеты проводились для половины модели Х-43. Расчетная область представляла собой половину конуса, в центре которого располагался аппарат (Рис. 5.2). Расчеты проводились на гексагональной блочно-структурированной сетке, состоящей из 8 991 802 элементов. Боковые конические границы располагались на достаточном удалении от тела, так, чтобы они не пересекались с ударными волнами. На стенке использовалось адиабатическое граничное условие. Вначале расчет проводился при нулевом энергоскладе до полного установления течения, а затем в сформировавшемся течении включался энергоисточник.

Аэродинамические коэффициенты рассчитывались с учетом вязкого трения. Сопротивление вязкого трения составляло в среднем 20% от

суммарного. Аэродинамические коэффициенты нормированы на скоростной напор и площадь модели в плане $S_{ref} = 1.7593$.

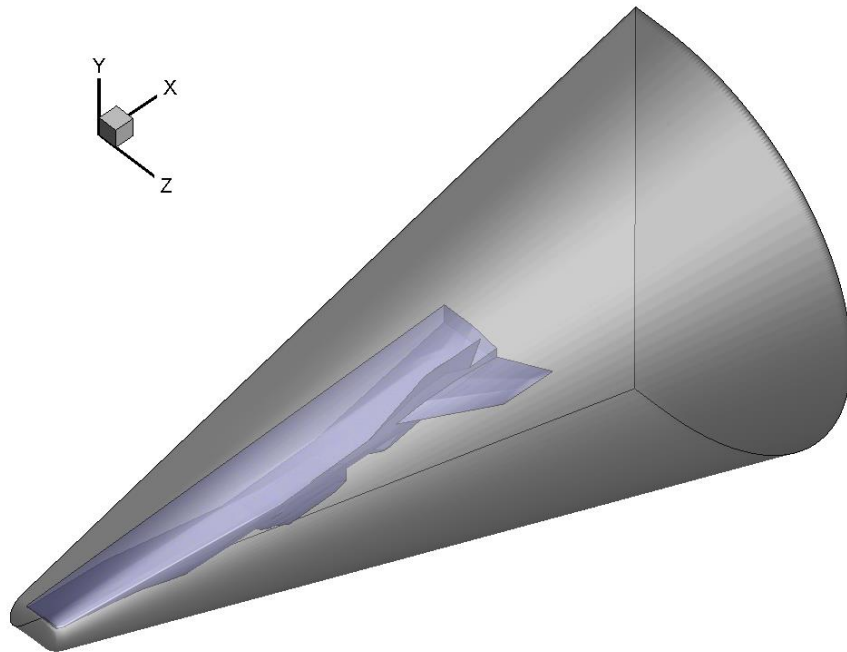


Рис. 5.2. Расчетная область, синим цветом показана модель X-43

Для угла атаки $\alpha = 0^\circ$ были рассмотрены 3 варианта расположения области энерговложения (Рис. 5.3):

- 1) $x \in [-3.74; -3.70]$, $y \in [0.12; 0.13]$, $z \in [0.; 0.2]$, (center)
- 2) $x \in [-3.74; -3.70]$, $y \in [0.11; 0.12]$, $z \in [0.; 0.2]$, (down)
- 3) $x \in [-3.74; -3.70]$, $y \in [0.13; 0.14]$, $z \in [0.; 0.2]$, (up)

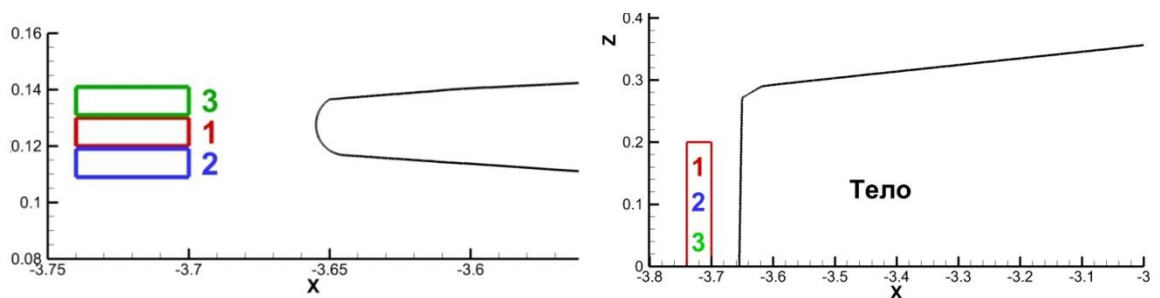


Рис. 5.3. Схема расположения областей энерговложения перед носовой частью модели

Общая мощность энерговложения во всех случаях составляла $Q = 6.8\%N$ где N – мощность $N = F_x U$, необходимая для преодоления сопротивления при обтекании невозмущенным потоком.

С целью моделирования процесса горения топлива в двигателе был проведен расчет с вложением энергии в воздухозаборник для угла атаки $\alpha = 0^\circ$. Были рассмотрены два варианта расположения области энерговклада (Рис. 5.4):

- 1) $x \in [-1.57; -0.97]$, $y \in [-0.22; -0.18]$, $z \in [0.; 0.08]$, (center)
- 2) $x \in [-1.57; -0.97]$, $y \in [-0.18; -0.14]$, $z \in [0.; 0.08]$, (up)

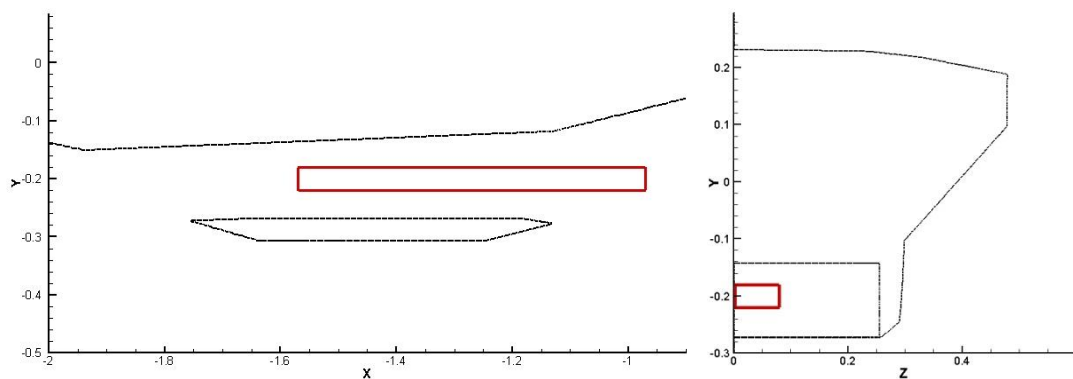


Рис. 5.4. Схема расположения области энерговложения в двигательной установке

Количество вкладываемой энергии на единицу объема определялось следующим соотношением:

$$q_{\max} = \frac{I_{\infty} f_{O_2} H_U}{L V_{\text{energ}}},$$

где I_{∞} [кг/с] – массовый расход воздуха через входное сечение воздухозаборника, $f_{O_2} = 0.2315$ – массовая доля кислорода в воздухе, $L = 34.5$ – стехиометрический коэффициент, определяющий отношение массы окислителя к массе горючего (водород) в смеси, $H_U = 119.54$ [МДж/кг] – теплотворная способность топлива (водород), $V_{\text{energ}} = 0.00192$ [м³] – объем области энерговложения. Общая мощность энерговложения в воздухозаборник Q_{\max} была в 9.69 раз больше мощности Q энерговложения перед носовой частью.

5.2 Обтекание невозмущенным потоком, влияние угла атаки

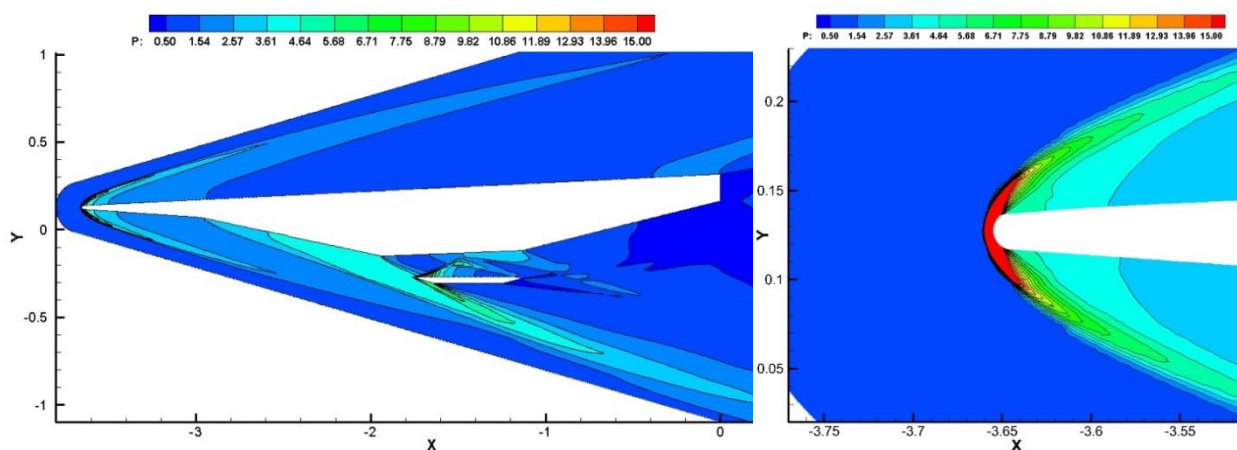


Рис. 5.5. Распределение давления при обтекании невозмущенным потоком, сечение $z = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$

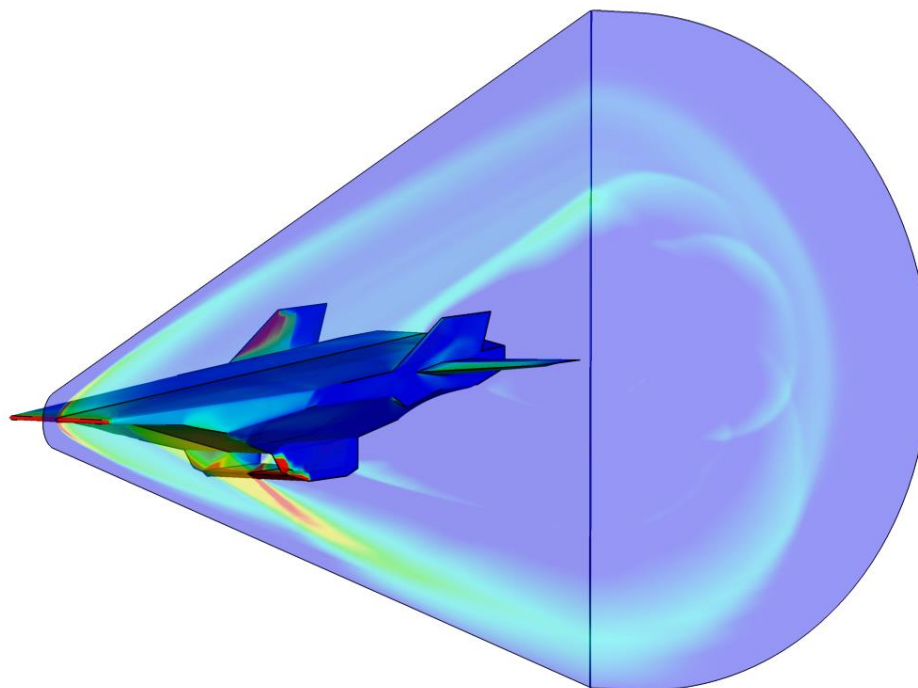


Рис. 5.6. Распределение давления на поверхности модели, в сечении $z = 0.01$ и $x = 1.65$, $\alpha = 0^\circ$

Как видно из Рис. 5.5 – 5.6, наблюдается головная ударная волна, за счет клина на нижней части фюзеляжа формируется скачок уплотнения перед воздухозаборником. Торможение потока на входе происходит лишь частично, так что на протяжении всего остального тракта движение рабочего тела остается сверхзвуковым. Структура течения в проточном тракте представляет собой систему отраженных ударных волн (Рис. 5.7).

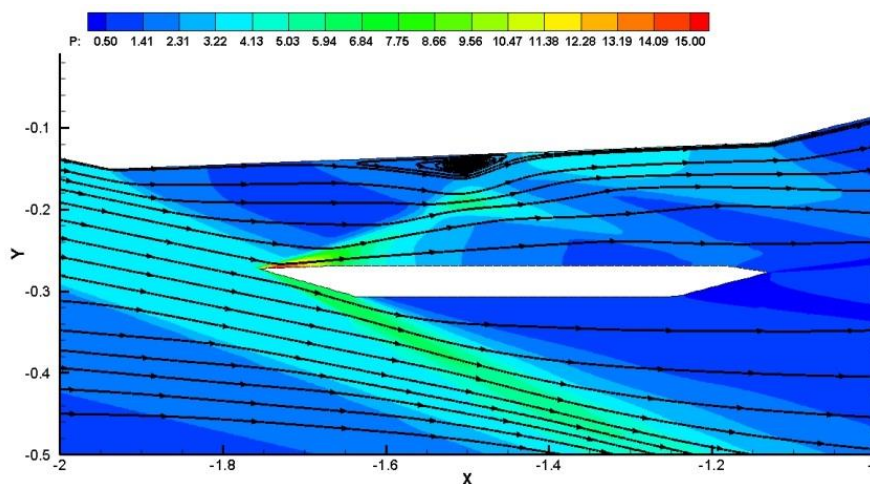


Рис. 5.7. Течение в двигательной установке, распределение давления при обтекании невозмущенным потоком, сечение $z = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$

На Рис. 5.8 показано распределение давления при обтекании модели потоком с углом атаки $\alpha = 4^\circ$. В целом, при увеличении угла атаки структура течения практически не изменилась. Отличия заключаются в том, что возникает разрежение над верхней поверхностью модели и увеличивается давление на нижней поверхности. Последний момент в свою очередь увеличивает давление потока, входящего в двигатель, см. Табл. 5.1. При увеличении угла атаки ударная волна подходит ближе к передней кромке воздухозаборника, что позволяет ему захватывать большую часть потока. Очевидно, что с увеличением угла атаки также возрастает подъемная сила (Табл. 5.1).

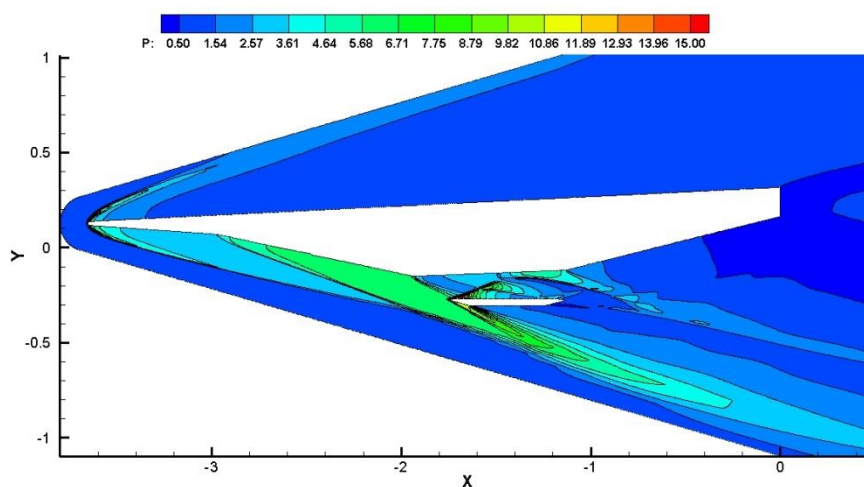


Рис. 5.8. Распределение давления при обтекании невозмущенным потоком, сечение $z = 0.01$, $\alpha = 4^\circ$

Таблица 5.1. Параметры течения в воздухозаборнике при обтекании невозмущенным потоком ($M = 6$, $P_{0\infty} = 1578.88$), коэффициенты сопротивления и подъемной силы C_D и C_L , аэродинамическое качество K ВЛА.

α	Расход (ρu)	$P_{o\ in}$	$P_{o\ out}$	$(P_{o\ in} - P_{o\ out}) / P_{o\ in}$	C_D	C_L	K
0	0.239	422.11	317.88	24.69%	0.02007	0.00406	0.202
4	0.372	610.42	484.01	20.71%	0.02676	0.05471	2.044

Сравнение полученных значений коэффициентов сопротивления и подъемной силы с экспериментальными данными представлено в Разделе 1.5.2.

5.3 Влияние вложения энергии перед носовой частью модели

При энерговложении перед телом в случае всех трех вариантов расположения области структура течения изменяется (Рис. 5.9). От области энерговложения образуются отходящие от нее ударные волны. Фронт головной ударной волны изменяется под воздействием следа, образующегося за областью вложения энергии. Ослабление головной ударной волны в случае центрального расположения области приводит к уменьшению сопротивления приблизительно на 8% и увеличению аэродинамического качества на 4% (Табл. 5.2). Изменяется угол наклона головной ударной волны, благодаря чему она подходит ближе к передней кромке воздухозаборника, что увеличивает расход. Поскольку энерговложение снижает интенсивность головной ударной волны, скорость и давление торможения потока, входящего в воздухозаборник выше, чем в случае без энерговложения.

Влияние плазменной области не ограничивается уменьшением интенсивности головной ударной волны. Существенно меняются параметры пограничного слоя около поверхности ГЛА (Рис. 5.10).

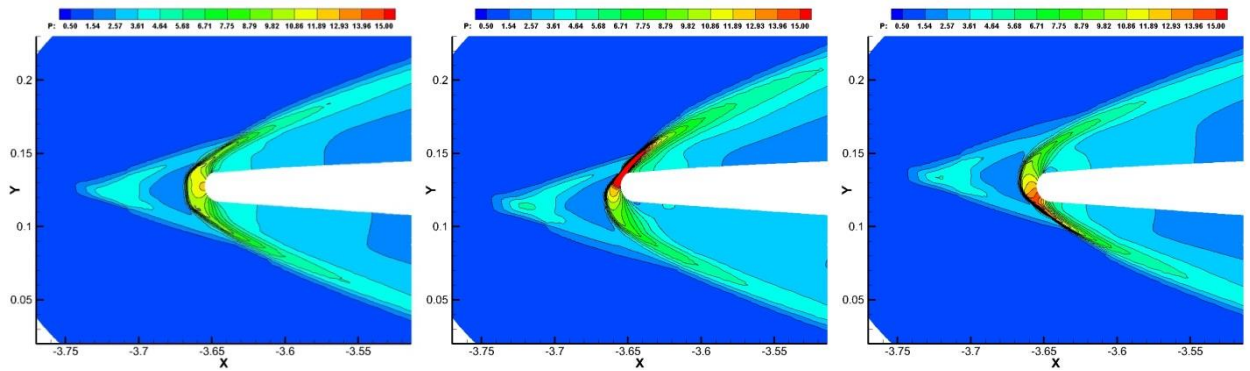


Рис. 5.9. Распределение давления на носовой части, слева направо варианты расположения области энерговклада – 1 (center), 2 (down), 3 (up), сечение $z = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$

Таблица 5.2. Параметры течения в воздухозаборнике с энерговложением перед моделью ($M = 6$, $P_{0\infty} = 1578.88$), коэффициенты сопротивления и подъемной силы C_D и C_L , аэродинамическое качество K ВЛА.

Вар. Расп.	Расход (ρu)	$P_{o\ in}$	$P_{o\ out}$	C_D	C_L	K
0	0.239	422.11	317.88	0.02007	0.00406	0.202
1 (center)	0.294	627.95	421.25	0.01838	0.00387	0.211
2 (down)	0.258	563.07	406.38	0.01873	0.00318	0.17
3 (up)	0.300	624.74	430.77	0.01865	0.00428	0.229

При сдвиге области энерговклада вверх большая часть следа уходит на верхнюю часть модели. Следовательно, на нижнюю часть попадает меньшая часть следа, что по сравнению с первым центральным расположением области увеличивает интенсивность падающей ударной волны от клина, благодаря чему увеличивается расход и повышается давление на нижней части тела (Табл. 5.2). Также сдвиг влияет и на структуру головной ударной волны, так, что на нижней части носа повышается давление (Рис. 5.9, правый). Это заметно повышает подъемную силу, но несколько увеличивает сопротивление. В итоге получаем увеличение аэродинамического качества по сравнению с центральным расположением.

При сдвиге области вниз наблюдается обратный эффект. Большая часть следа уходит на нижнюю часть модели, что ослабляет интенсивность

падающей ударной волны от клина на нижней части, что в свою очередь уменьшает расход, давление торможения на входе в двигатель и давление на нижней части тела. Также из-за сдвига вниз повышается давление на верхней части носа. Все это негативно влияет на подъемную силу, и в итоге получается уменьшение аэродинамического качества.

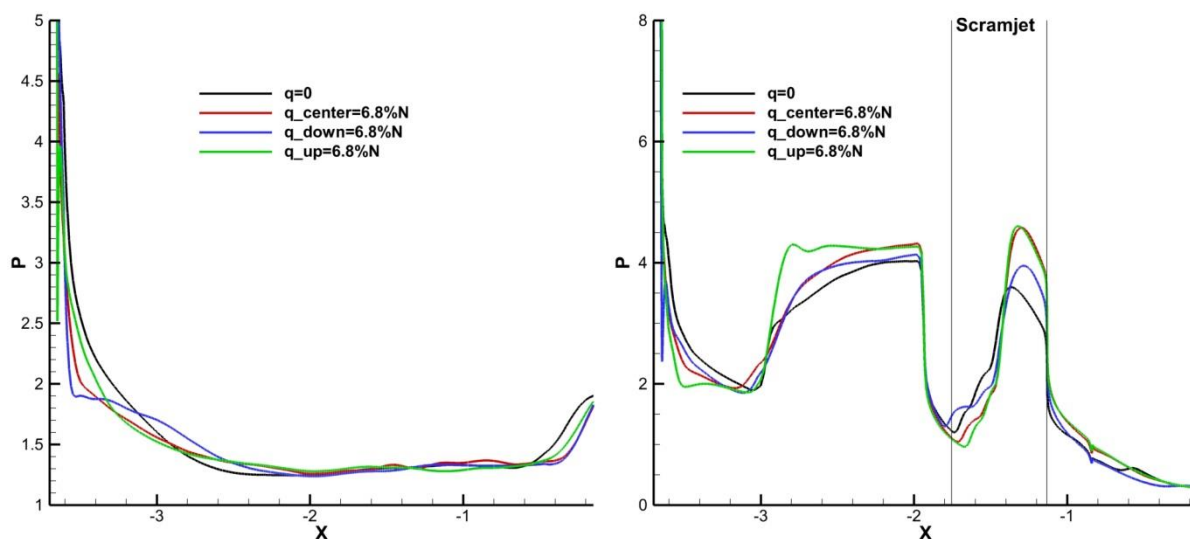


Рис. 5.10. Графики давления на верхней (слева) и нижней (справа) поверхностях модели, сечение $z = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$

На Рис. 5.11 представлено распределение температуры на поверхности тела для невозмущенного потока и центрального расположения области вложения энергии. Особо заметен здесь эффект повышения температуры следом за источником энергии, распределяющийся от носовой точки по верхней и нижней поверхностям модели. Данный эффект является негативным, поскольку гиперзвуковые аппараты и так испытывают существенную тепловую нагрузку. На нижней поверхности влияние энерговклада в основном распространяется до тракта двигателя. Также можно заметить, что, как и в случае с ЛА из Главы 4, основное влияние энерговложения имеет локальный характер, т.е. сосредоточено в окрестности следа, поскольку, например, на крыльях и нижней поверхности тракта распределение меняется мало.

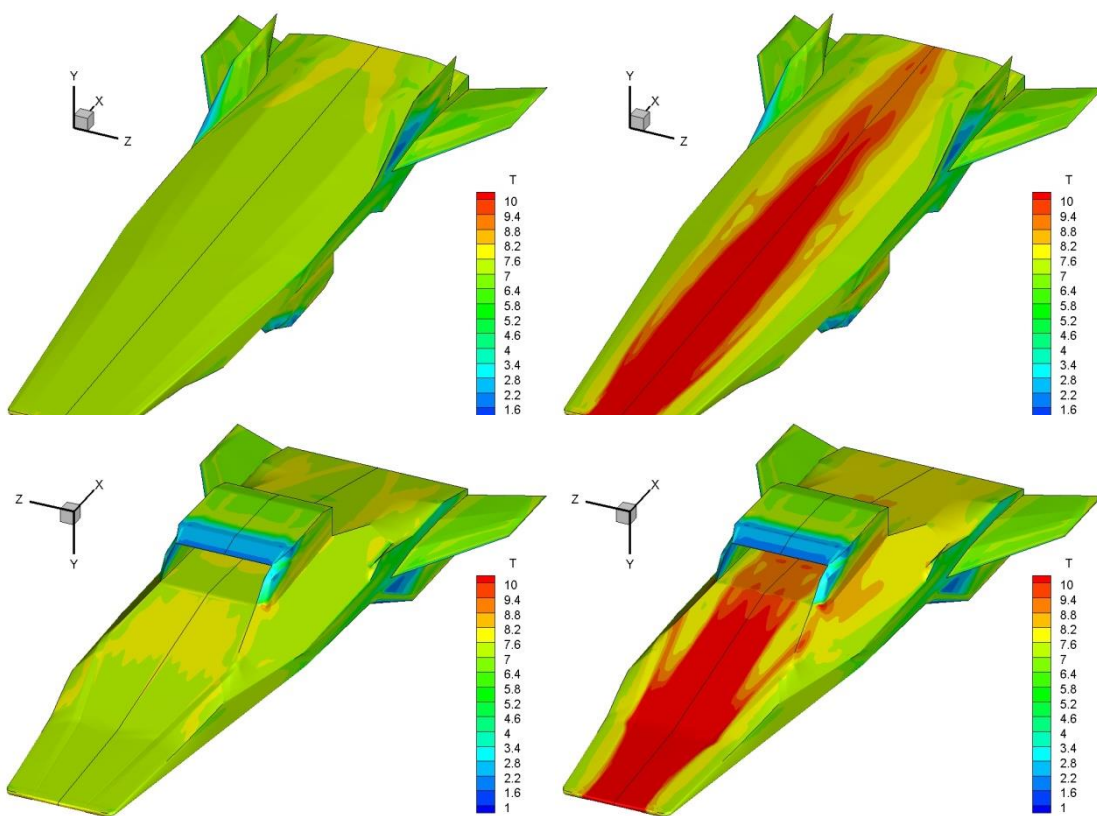


Рис. 5.11. Распределение температуры на верхней (сверху) и нижней (снизу) поверхностях модели, слева - обтекание невозмущенным потоком, справа - вариант 1, центральное расположение области энерговклада, $\alpha = 0^\circ$

Анализ распределения коэффициента трения (Рис. 5.12) является несколько затруднительным в связи со сложной геометрией модели, трехмерными эффектами и взаимодействием ударных волн с пограничным слоем. Во всех 3 рассмотренных вариантах энерговложение вызывает отрыв на нижней поверхности модели в окрестности линии начала клина, где модель начинает расширяться. Также местный коэффициент трения увеличивается в следе на теле, что вероятно связано с повышенной в следе температурой.

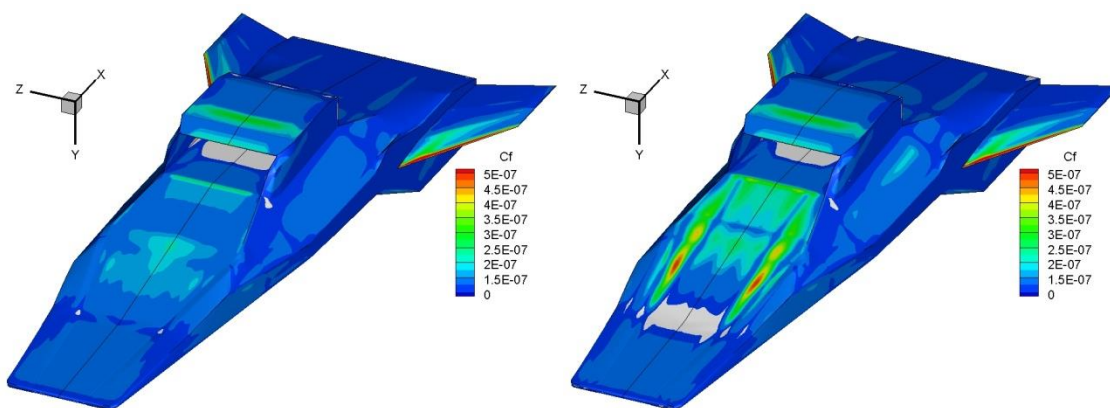


Рис. 5.12. Распределение коэффициента силы трения на нижней поверхности модели, слева - обтекание невозмущенным потоком, справа - вариант 1, центральное расположение области энерговклада, $\alpha = 0^\circ$. Белым цветом выделены участки с $C_f < 0$

5.4 Влияние вложения энергии в воздухозаборнике

Далее представлены результаты расчетов с энергосложением в воздухозаборнике при $\alpha = 0^\circ$ и $q = q_{\max}$.

Как видно из Рис. 5.13, 5.14 и Табл. 5.3, энергосложение указанным способом существенно влияет на структуру течения в воздухозаборнике. Давление на всем протяжении тракта двигателя увеличивается. Ударно-волновая структура за счет созданного энергосложением противодействия смещается к входному сечению, при этом увеличивается интенсивность падающего скачка от нижней стенки носовой части воздухозаборника. Область отрыва, расположенная на верхней стенке воздухозаборника, значительно увеличивается в размерах и под действием противодействия сдвигается к входному сечению. Однако, несмотря на это, расход двигателя практически не изменяется. Приведенные в Табл. 5.3 интегральные характеристики течения в двигателе показывают уменьшение давления торможения на входе в двигатель, снижение сопротивления и значительное увеличение подъемной силы. Изменение аэродинамических характеристик связано с увеличением давления на верхней части воздухозаборника и задней поверхности корпуса модели.

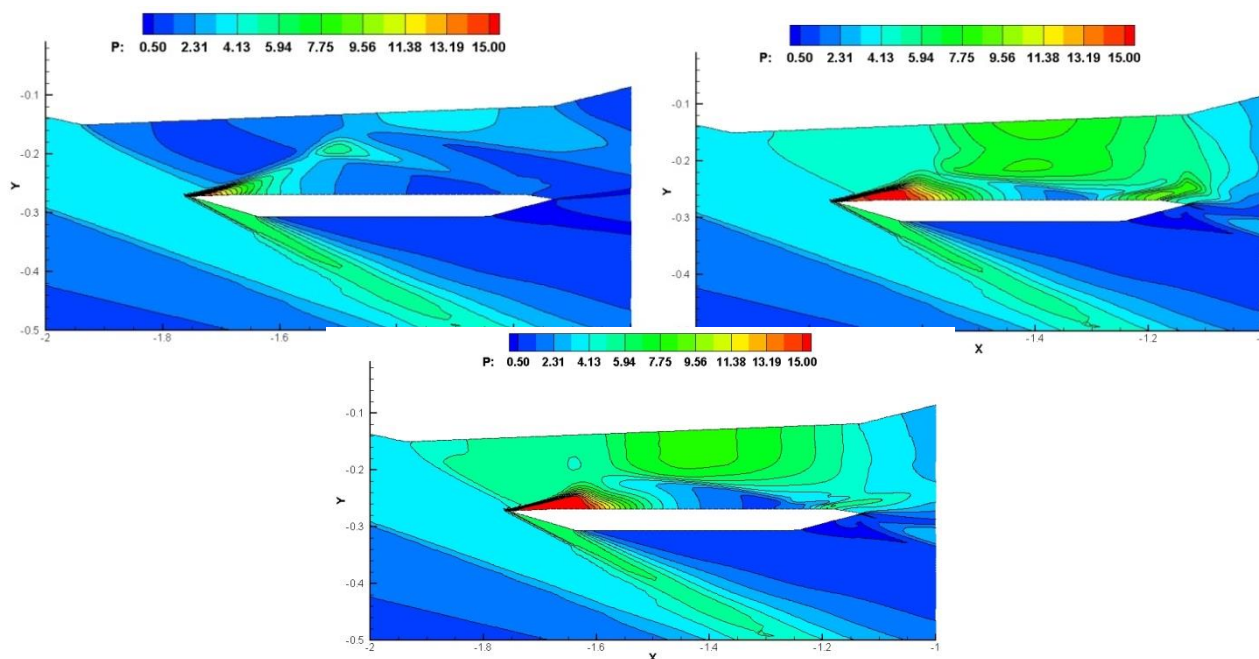


Рис. 5.13. Течение в двигательной установке, распределение давления, сверху - при обтекании невозмущенным потоком, снизу - с вложением энергии в двигатель, слева - вариант 1 (center), справа - вариант 2 (up), сечение $z = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$

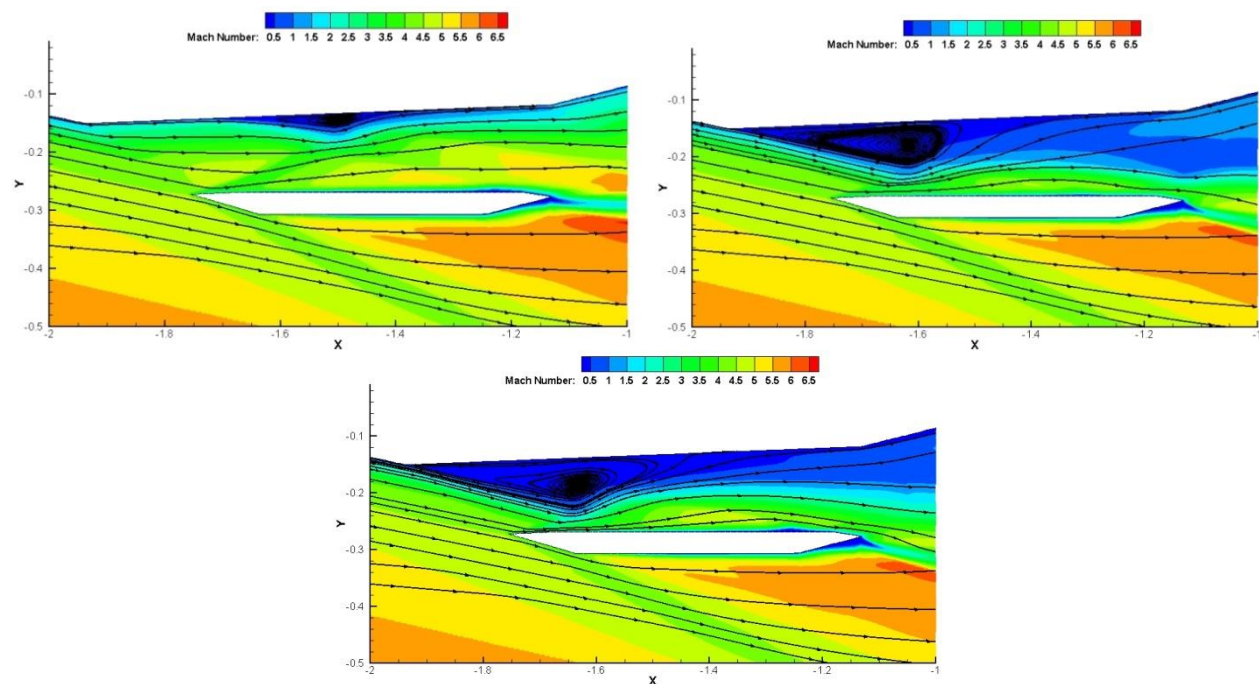


Рис. 5.14. Течение в двигательной установке, распределение чисел Маха, сверху - при обтекании невозмущенным потоком, снизу - с вложением энергии в двигатель, слева - вариант 1 (center), справа - вариант 2 (up), сечение $z = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$

Таблица 5.3. Параметры течения в воздухозаборнике с вложением в нем энергии ($M=6$, $P_{0\infty}=1578.88$), коэффициенты сопротивления и подъемной силы C_D и C_L

Вар. Расп.	Расход (ρu)	$P_{o\ in}$	$P_{o\ out}$	$(P_{o\ in} - P_{o\ out}) / P_{o\ in}$	C_D	C_L
0	0.2395	422.11	317.88	24.69%	0.02007	0.00406
1 (center)	0.2396	330.84	130.18	60.65%	0.01841	0.01067
2 (up)	0.2397	297.54	139.39	53.15%	0.01876	0.01160

При сдвиге области энерговложения вверх ударно-волновая структура в канале воздухозаборника также сдвигается вверх. Увеличивается давление на верхней стенке канала двигателя, что объясняет увеличение подъемной силы на 8.7% по сравнению с центральным расположением энерговклада. Также область отрыва занимает несколько большую часть входного сечения, в связи с чем числа Маха на входе ниже чем при центральном расположении области энерговложения. Это объясняет более низкое давление торможения на входе в воздухозаборник.

Выводы:

Вложение энергии перед носовой частью модели ВЛА ведет к снижению лобового сопротивления. При сдвиге области энерговклада вверх наблюдается повышение подъемной силы по сравнению с центральным расположением, при сдвиге вниз – понижение. С целью моделирования процесса горения топлива в двигательной установке проведен расчет с энерговложением в воздухозаборник тракта двигателя, получено снижение сопротивления и увеличение подъемной силы.

Заключение

В процессе выполнения работы были достигнуты следующие результаты:

- 1) Сформулирована математическая модель для расчета сверхзвуковых течений вязкого газа с учетом вложения энергии в поток. Модель основана на нестационарных осредненных по Фавру и Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (URANS) с использованием моделей турбулентности Спаларта-Аллмараса и SST Ментера. Разработан алгоритм расчета сложных течений вязкого теплопроводного газа с учетом вложения энергии.
- 2) Разработанная модель была реализована в виде программного комплекса (PULSAR3D++). Проведена верификация и валидация алгоритма путем численного решения тестовых задач и сравнения полученных результатов с экспериментальными и численными данными других авторов.
- 3) Проведены параметрические исследования свойств теплового следа за источником энергии в сверхзвуковом потоке в зависимости от формы и размеров источника, мощности вложения энергии и числа Маха набегающего потока. Результаты использованы при последующих исследованиях обтекания объектов.
- 4) В рамках разработанной модели численно исследовано влияние вложения энергии на обтекание модели ЛА в области перед телом, на боковой поверхности и в области донного среза на структуру течения, включая донную область, и аэродинамические характеристики. Выявлено, что вложение энергии перед телом приводит к существенному снижению лобового сопротивления, и при этом не приводит к росту донного сопротивления. Вложение энергии в области вблизи боковой поверхности и в области донного среза несколько повышают донное давление.
- 5) Исследовано влияние энерговложения в области перед носом и перед крыльями на обтекание ЛА сложной формы потоком вязкого теплопроводного газа. Определено влияние угла атаки, параметров и расположения источника энергии на аэродинамические характеристики ЛА, а также тепловые потоки к

его поверхности. Выявлены рациональные варианты параметров энергоисточника, с точки зрения энергоэффективности, снижения сопротивления и аэродинамического качества.

б) Исследовано влияние источников энергии в потоке на обтекание модели ВЛА, оснащенного ПВРД. Вложение энергии перед носовой частью модели ВЛА ведет к снижению лобового сопротивления. Помимо влияния на аэродинамические характеристики, вложение энергии перед телом за счет изменения структуры течения существенно увеличивает расход и полное давление на всем протяжении тракта ПВРД.

Список литературы:

- [1] Черный Г.Г.. Газовая динамика: Учебник для университетов и вузов. – М.: Наука, 1988, 424 с.
- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.. Теоретическая физика. Гидродинамика. 3-е изд., испр. -М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. - 736 с. (т. VI)
- [3] Аэродинамика: учебник для вузов / Голубев А. Г., Епихин А. С., Калугин В. Т. [и др.]; ред. Калугин В. Т. - 2-е изд., испр. и доп. - М. : Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2017. - 607 с.
- [4] Калугин В. Т. Аэрогазодинамика органов управления полетом летательных аппаратов : учеб. пособие для вузов / Калугин В. Т. - М. : Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2004. - 686 с. : ил. - Библиогр.: с. 678-679.
- [5] Суржигов С. Т. Физическая механика газовых разрядов. Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2006. 640 с.
- [6] Чжен П.. Отрывные течения. Т. 1-3. М.: Мир, 1973.
- [7] Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников тепловыделения // Письма в ЖТФ, 1988, Т.14, Вып.8. с.684–687.
- [8] Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Иванченко А.И., Яковлев В.И. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда // ДАН, 1996, Т.351, № 3.
- [9] Фомин В.М., Яковлев В.И. Энергообмен в сверхзвуковых газоплазменных течениях с ударными волнами. – М.: ФИЗМАТЛИТ. 2017. – 368 с.
- [10] Скворцов В.В. Аэродинамические исследования при участии потоков синтезированной и низкотемпературной плазмы. – М.: ФИЗМАТЛИТ. 2013. – 224 с.
- [11] Фортов В.Е., Битюрин В.А. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Тематический том IX-34. Плазменная аэродинамика, Издательство: Янус_К. 2014.

- [12] Sasoh A., Sekiya Y., Sakai T., Kim J.-H., Matsuda A. Supersonic Drag Reduction with Repetitive Laser Pulses Through a Blunt Body // *AIAA Journal*, 2010, v.48, №12, p.2811-2817.
- [13] Erdem E., Kontis K., Yang L. Steady energy deposition at Mach 5 for drag reduction // *Shock Waves*, 2013, v.23, p.285-298.
- [14] Schulein E., Zheltovodov A. Effects of steady flow heating by arc discharge upstream of non-slender bodies // *Shock Waves*, 2011, v.21, p.383-396.
- [15] Kolesnichenko Yu.F., Brovkin V.G., Azarova O.A., Grudnitsky V.G., Laskov V.A., Mashek I.Ch. MW energy deposition for aerodynamic application. 41st Aerospace Science Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA, 6–9 Jan. 2003 // *AIAA Paper 2003-361*. 11p.
- [16] Leonov S., Bityurin V., Yuriev A., Pirogov S., Zhukov B. Problems in energetic method of drag reduction and flow/flight control. 41st Aerospace Science Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA, 6–9 Jan. 2003 // *AIAA Paper 2003-35*. 8p.
- [17] Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Управление обтеканием различных тел с помощью локализованного подвода энергии в сверхзвуковой набегающий поток // *Изв. РАН. МЖГ*, 2003, №5, с.154-167.
- [18] Georgievsky P.Y., Levin V.A. Transformations of Front Separation Regions Controlled by Upstream Energy Deposition // 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2007, AIAA Paper 1232.
- [19] Левин В.А., Афолина Н.Е., Громов В.Г. Управление теплообменом на поверхности сферы при помощи локализованного энерговклада // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*, 2010, т.10.
- [20] Elias P.-Q. Numerical Simulations on the Effect and Efficiency of Long Linear Energy Deposition Ahead of a Supersonic Blunt Body: Toward a Laser Spike // *Aerospace Lab*, 2015, Issue 10.
- [21] Левин В.А., Громов В.Г., Афолина Н.Е. Численное исследование влияния локального энергоподвода на аэродинамическое сопротивление и теплообмен сферического затупления в сверхзвуковом потоке воздуха // *ПМТФ*, 2000, т.41, №5, с.171-179.

- [22] Kandala R., Candler G.V. Numerical Studies of Laser-Induced Energy Deposition for Supersonic Flow Control // AIAA Journal, 2004, v.42, №11, p.2266-2275.
- [23] Зубков А.И., Гаранин А.Ф., Сафронов В.Ф., Сухановская Л.Д., Третьяков П.К. Сверхзвуковое обтекание осесимметричных тел при горении в передних и донных зонах отрыва // Теплофизика и аэромеханика, 2005, т.12, № 1.
- [24] Alfuyov V.I. Peculiarities of electric discharge in high-velocity air flow with great density gradients // Proceedings of the 3rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications, 2001, p. 121–128.
- [25] Лашков В.А., Добров Ю.В., Ренев М.Е., Машек И.Ч., Джайчибеков Н.Ж., Шалабаева Б.С. Исследование температурного поля газа в следе импульсного электрического разряда // Журнал технической физики, 2022, том 92, вып. 4.
- [26] Витковский В.В., Грачев Л.П., Грицов Н.Н., Кузнецов Ю.Е., Лебедеко В.В., Скворцов В.В., Ходатаев К.В., Янков В.П. Исследование нестационарного обтекания тел сверхзвуковым потоком воздуха, подогретым продольным электрическим разрядом // ТВТ, 1990, Т.28, №6, с.1156–1163.
- [27] Гридин А.Ю., Ефимов Б.Г., Забродин А.В., Климов А.И., Луцкий А.Е и др. Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленного тела с иглой при наличии электрического разряда в его головной части. Препринт 19. М.: ИПМ им.М.В.Келдыша, 1995, 31с.
- [28] Klimov A.I., Lutsky A.E. Experimental and Numerical investigation of supersonic flow around model with surface electric discharge // Proceedings of the 3rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications, 2001, pp 93–98.
- [29] Fomin V.M., Alziary de Roquefort Th., Lebedev A.V., Ivanchenko A.I. Supersonic flows with longitudinal glow discharge // Proceedings of the 3rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications, 2001, pp 66–72.

- [30] Мирабо Л., Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. Расчет и теория подобия эксперимента, моделирующего эффект "Air-Spike" в гиперзвуковой аэродинамике // ТВТ, 1998, Т.36, №2, с.304–309.
- [31] Kuo, S.P. Shock Wave Mitigation by Air Plasma Deflector // *Advances in Aerospace Science and Technology*, 2018, №3, p.71-88.
- [32] Знаменская И.А., Наумов Д.С., Сысоев Н.Н., Черников В.А. Исследование динамических процессов, реализующихся при генерации плазмоидных образований в сверхзвуковом потоке // *Журнал технической физики*, 2019, том 89, выпуск 6, С. 856-860.
- [33] Azarova O.A., Lapushkina T.A., Shustrov Yu.A. Near-surface gas discharge effect on unsteady bow shock wave position in a supersonic flow past a cylindrically blunted body in the air // *Physics of Fluids*, 2022, №34, 066117.
- [34] Brovkin V.G., Kolesnichenko Yu.F., Krylov A.A., Lashkov V.A., Mashek I.Ch., Rvkin M.I. Experimental methods for investigation plasma-body interaction in supersonic air and flows // *Proceedings of the 3rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications*, 2001, p. 49–57.
- [35] Soloviev V.R., Krivtsov V.M., Konchakov A.M. Supersonic body drag reduction during forebody filamentary discharge temporal evolution // *Proceedings of the 2nd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications*, 2000, p. 98–101.
- [36] Shibkov V.M., Alexandrov A.F., Chernikov A.P., Ershov A.P., Timofeev I.B., Voskanyan A.V., Zlobin V.V. Streamlining by supersonic airflow of a wedge-shaped dielectric body with a combined microwave discharge // *Proceedings of the 4th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications*, 2002, p. 56–59.
- [37] Lashkov V.A., Karpenko A.G., Khoronzhuk R.S., Mashek I.Ch. Effect of Mach number on the efficiency of microwave energy deposition in supersonic flow // *Phys. Plasmas*, 2016, №23, 052305.
- [38] Бычков В.Л., Грачев Л.П., Есаков И.И., Семенов А.В. Снижение донного сопротивления и создание подъемной силы с использованием микроволнового

разряда в сверхзвуковом потоке // Журнал технической физики, 2020, том 90, вып. 8.

[39] Зудов В.Н., Третьяков П.К., Тупикин А.В., Яковлев В.И. Обтекание теплового источника сверхзвуковым потоком // Изв. РАН. МЖГ, 2003, №5.

[40] Борзов В.Ю., Рыбка И.В., Юрьев А.С. Экспериментальное исследование обтекания тел вращения при энергоподводе в набегающий поток // ИФЖ, 1994, Т.66, №5, с.515–520.

[41] Третьяков П.К., Яковлев В.И. Формирование квазистационарного сверхзвукового течения с импульсно-периодическим плазменным теплоисточником // Письма в ЖТФ, 1998, Т.24, №16. с.8–12.

[42] Adelgren R.G., Elliot G.S., Knight D.D., Zheltovodov A.A., Beutner T.J. Localized flow control in supersonic flows by pulsed laser energy deposition // Proceedings of the 3rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications, 2001, p. 218–225.

[43] Yakovlev V.I. Pulsating laser plasma in a supersonic flow: Experimental and analytical simulation // Proceedings of the 3rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications, 2001, p. 238–244.

[44] Zhen-guo Wang, Xi-wan Sun, Wei Huang, Shi-bin Li, Li Yan. Experimental investigation on drag and heat flux reduction in supersonic/hypersonic flows: A survey // Acta Astronautica, 2016, №129, p. 95–110.

[45] Kianvashrad N., Knight D.D., Wilkinson S.P., Chou A., Horne R.A., Herring G.C., Beeler G.B., Jangda M. Effect of Off-Body Laser Discharge on Drag Reduction of Hemisphere Cylinder in Supersonic Flow // 48th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado, AIAA 2017-3478.

[46] Elias P.-Q., Severac N., Luysen J.-M., Tobeli J.-P., Lambert F., Bur R., Houard A., André Y.-B., Albert S., Mysyrowicz A., Doudet I. Experimental Investigation of Linear Energy Deposition Using Femtosecond Laser Filamentation in a M=3 Supersonic Flow // 2018 Joint Propulsion Conference, July 9-11, 2018, Cincinnati, Ohio, AIAA 2018-4896.

- [47] Khamseh A.P., Kiriakos R.M., DeMauro E.P. Stereoscopic PIV of Supersonic Flow Past an Ogive-Cylinder in the Presence of Off-Axis Laser Energy Deposition // AIAA Scitech 2020 Forum, 6-10 January 2020, Orlando, FL, AIAA 2020-1059.
- [48] Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В. Орлова Т.И., Смирнов В.А., Хазинс В.М. Изменение режима сверхзвукового обтекания препятствия при возникновении перед ним тонкого разреженного канала // Изв. АН СССР. МЖГ, 1989, №5, с.146–151.
- [49] Баженова Т.В., Ляхов В.Н., Панкова М.Б., Харитонов С.М. Численное моделирование влияния тепловой неоднородности в сверхзвуковом потоке на коэффициент сопротивления сферического тела // Численное моделирование нестационарных газодинамических и МГД течений. М.: Изд-во ИВТ АН. 1989. с.53–64.
- [50] Azarova O.A., Knight D., Kolesnichenko Yu. F. Flowfields around supersonic aerodynamic bodies under the action of asymmetric energy release // Progress in Flight Physics, 2013, №5, p. 139-152.
- [51] Азарова О.А., Кравченко О.В., Лапушкина Т.А., Ерофеев А.В. Флуктуации плотности и температуры за фронтом ударной волны при воздействии стратифицированного источника энергии // Письма в ЖТФ, 2020, Т.46, вып. 13.
- [52] Kianvashrad N., Knight D.D. Non-Equilibrium Effects of Interaction of Laser Discharge with Hemisphere-Cylinder in Supersonic Flow // Flow Control Conference, June 25-29, 2018, Atlanta, Georgia, AIAA 2018-3757.
- [53] Alberti A., Munafò A., Pantano C., Panesi M. Self-Consistent Computational Fluid Dynamics of Supersonic Drag Reduction via Upstream-Focused Laser-Energy Deposition // AIAA Journal, 2021, Vol. 59, Num. 4.
- [54] Борзов В.Ю., Рыбка И.В., Юрьев А.С. Оценка энергозатрат при снижении лобового сопротивления тела в сверхзвуковом потоке газа // ИФЖ, 1992, Т.63. №6, с.659–664.
- [55] Guvernyuk S.V. Comparison of energetic and dynamic devices of non-uniformity formation in the supersonic flow around a blunt body // Proceedings of the

3rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications, 2001, p. 226–231.

[56] Гувернюк С.В., Самойлов А.Б. Об управлении сверхзвуковым обтеканием тел с помощью пульсирующего теплового источника // Письма в ЖТФ, 1997, Т.23, №9, с.1–8.

[57] Aradag S., Yan H., Knight D. The effects of laser energy deposition on supersonic cavity flow // J. of Thermal Science and Technology, 2009, Vol. 29, Iss. 2, p. 67-73.

[58] Goryntsev D.I., Ignatiev A.A., Lukianov G.A. Gas dynamics of supersonic wake behind a planar energy source // Proceedings of the 3rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications, 2001, p. 78–82.

[59] Герасимов Н.А., Сухомлинов В.С.. Сверхзвуковые течения с малыми возмущениями при наличии внешних воздействий на поток. Ч. 2. Тонкий профиль. // Журнал технической физики, 2010, том 80, вып. 6.

[60] Казаков А.В., Коган М.Н., Курячий А.П. Влияние на трение локального подвода тепла в турбулентный пограничный слой // Изв. РАН. МЖГ, 1997, №1, с.48–56.

[61] Ларин О.Б., Левин В.А. Энергоподвод в сверхзвуковом турбулентном пограничном слое // ПМТФ, 2001, Т.4, №1, с.98–101.

[62] Latypov A.F., Fomin V.M. Estimation of power efficiency of heat application before a body in a supersonic gas flow // Proceedings of the 3rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications, 2001, p. 83–86

[63] Georgievsky P.Yu., Levin V.A. Effective flow-over-body control by energy input upstream // 41st Aerospace Science Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA, 6–9 Jan. 2003 / AIAA Paper 2003-38. 6p.

[64] Белов И.А., Исаев С.А. Моделирование турбулентных течений: Учебное пособие. Балт. гос. техн. ун-т. СПб., 2001. 108 с.

[65] Гарбарук А. В. Современные подходы к моделированию турбулентности : учеб. пособие / А. В. Гарбарук [и др.]. – СПб. : Изд-во Политехн. ун-та, 2016. – 234 с.

- [66] Allmaras S.R., Johnson F.T., Spalart P.R. Modifications and Clarifications for the Implementation of the Spalart-Allmaras Turbulence Model // Seventh International Conference on CFD (ICCFD7), Big Island, Hawaii, 9-13 July 2012.
- [67] Edwards J.R., Chandra S. Comparison of Eddy Viscosity-Transport Turbulence Models for Three-Dimensional, Shock-Separated Flowfields // AIAA Journal, 1996, v.34, №4, p.756-763.
- [68] Menter F.R., Kuntz M., Langtry R. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model // Turbulence, Heat and Mass Transfer 4, ed: K. Hanjalic, Y. Nagano and M. Tummers, Begell House, Inc., 2003, pp. 625–632.
- [69] Gray J.D. Summary Report on Aerodynamic Characteristics of Standard Models HB-1 and HB-2, AEDC-TDR-64-137, 1964.
- [70] Vuković Dj., Damljanović D. HB-2 high-velocity correlation model at high angles of attack in supersonic wind tunnel tests // Chinese Journal of Aeronautics, 2019, 32(7), p. 1565-1576.
- [71] Ceresuela R.. Mesure's d'efforts et de pressions sur la maquette balistique etalon HB-2 de Mach 2 a Mach 16,5. ONERA; 1964. Report No.: Note Technique 13/1879 A.
- [72] Железнякова А.Л., Суржиков С.Т. На пути к созданию модели виртуального ГЛА . I. – М.: ИПМех РАН, 2013. – 160 с.
- [73] Engelund W.C., Holland S.D., Cockrell C.E. et al. Propulsion System Airframe Integration Issues and Aerodynamic Database Development for the Hyper-X Flight Research Vehicle // ISOABE 99-7215. 1999. 12 p.
- [74] Желтоводов А.А., Пимонов Е.А. Численное моделирование развития зоны энергоподвода в покоящейся воздушной среде и в сверхзвуковом потоке при взаимодействии с прямым скачком // Журнал технической физики, 2013, т.83, вып.2, с.21-35.
- [75] Georgievsky P.Yu., Levin V.A. Gas dynamics effects for supersonic flows over space-distributed energy sources of high power // Proceedings of the 2rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications, 2000, p. 94–97.

- [76] Гувернюк С.В., Савинов К.Г. Отрывные изобарические структуры в сверхзвуковых потоках с локализованной неоднородностью // Доклады Российской академии наук, 2007, т.413, №2, с.188-192.
- [77] Herrin J. L., Dutton J. C. Supersonic Base Flow Experiments in the Near Wake of a Cylindrical Afterbody // AIAA Journal, 1994, Vol. 32, No. 1, p. 77–83.
- [78] Forsythe J. R., Hoffmann K. A., Cummings R. M., Squires K. D. Detached-Eddy Simulation with Compressibility Corrections Applied to a Supersonic Axisymmetric Base Flow // Journal of Fluids Engineering, 2002, Vol. 124, p. 911–923.
- [79] Kawai S., Fujii K. Computational Study of Supersonic Base Flow Using Hybrid Turbulence Methodology // AIAA Journal, Vol. 43, No. 6, 2005, p. 1265–1275.
- [80] Simon F., Deck S., Guillen P., Cayzac R. Numerical Simulations of Projectile Base Flow // AIAA Paper 2006-1116.
- [81] Simon F., Deck S., Guillen P., Sagaut P. Reynolds-Averaged Navier-Stokes/Large-Eddy Simulations of Supersonic Base Flow // AIAA Journal, 2006, Vol. 44, No. 11, p. 2578-2590.
- [82] Sandberg R. D., Fasel H. F. Direct Numerical Simulations of Transitional Supersonic Base Flows // AIAA Paper 2005-98.
- [83] Strelets M. Detached eddy simulation of massively separated flows // AIAA paper 2001–0879.
- [84] Simon F., Deck S., Guillen P., Sagaut P, Merlen A. Numerical simulation of the compressible mixing layer past an axisymmetric trailing edge // Journal of Fluid Mechanics, 2007, vol. 591, p. 215-253.
- [85] Garbaruk A., Shur M., Strelets M., Travin A. Supersonic base flow. In: Haase W, Braza M, Revell A (eds) «DESider — A European Effort on Hybrid RANS-LES Modelling». Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Vol. 103. Springer, 2009, pp. 197-206.
- [86] Ларин О.Б., Левин В.А.. Воздействие энергоподвода к газу на отрыв ламинарного пограничного слоя // ПМТФ, 2010, т.51, №1, с.1–6.
- [87] Мышенков В.И. Численное исследование ламинарного осесимметричного следа // Ученые записки ЦАГИ, том 12, номер 6, 1981, стр. 25-33.

- [88] Калугин В.Т., Мичкин А.А., Чернуха П.А., Чин Ч.Х.. Экспериментальное и математическое моделирование процессов обтекания летательных аппаратов при управлении течением в ближнем следе // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Машиностроение”, 2011, №1.
- [89] Глаголев А.И., Зубков А.И., Сухановская Л.Д.. Влияние расположения области тепломассоподвода в ближнем следе тела вращения на его донное давление и сопротивление // Физика горения и взрыва, 2000, т.36, №4.
- [90] Афондииков А.Л., Луцкий А.Е., Меньшов И.С., Никитин В.С., Ханхасаева Я.В. Численное моделирование возвратного течения при разделении движущихся со сверхзвуковыми скоростями тел // Математическое моделирование, 2019, т.31, №9, с.21-38.
- [91] McClinton C.R. High Speed/Hypersonic Aircraft Propulsion Technology Development. In Advances on Propulsion Technology for High-Speed Aircraft. Educational Notes RTO-EN-AVT-150, Paper 1. 2008. Neuilly-sur-Seine, France: RTO. p. 1-32.
- [92] Reubush D.E., Nguyen L.T., Rausch V.L. Review of X-43A Return to Flight Activities and Current Status // AIAA 2003-7085.
- [93] Huebner L.D., Rock K.E., Ruf E.G., Witte D.W. and Andrews E.H. Hyper-X Flight Engine Ground Testing for Flight Risk Reduction // Journal of Spacecraft and Rockets, 2001, Vol. 38, No. 6, p. 844-852.
- [94] Engelund W.C., Holland S.D., Cockrell C.E. et al. Propulsion System Airframe Integration Issues and Aerodynamic Database Development for the Hyper-X Flight Research Vehicle // ISOABE 99-7215, 1999, 12 p.
- [95] Борисов В.Е., Луцкий А.Е., Северин А.В., Ханхасаева Я.В. Активное воздействие на обтекание гиперзвуковых летательных аппаратов // Москва, Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2016. № 137. С. 1-14.
- [96] Балашов В.А., Борисов В.Е., Ханхасаева Я.В. Неявная схема для уравнений URANS с моделью турбулентности SST на основе метода LU-SGS // Москва, Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2018. № 31. С. 1-20.

- [97] Кудряшов И.Ю., Луцкий А.Е., Ханхасаева Я.В. Численное исследование влияния вложения энергии в поток на течение в донной области // Матем. моделирование, 2015, т. 27, №9, с. 33-48.
- [98] Луцкий А.Е., Меньшов И.С., Ханхасаева Я.В. Влияние неоднородности набегающего потока на сверхзвуковое обтекание затупленного тела // Матем. моделирование, 2016, т.28, №7, с. 45–55.
- [99] Khankhasaeva Y.V., Borisov V.E., Lutsky A.E. Influence of energy input on the flow past hypersonic aircraft x-43 // J. Phys.: Conf. Ser., 2017, vol. 815, 012018.
- [100] Khankhasaeva Ya.V., Afendikov A.L., Lutsky A.E., Menshov I.S., Znamenskaya I.A. Simulation and visualisation of supersonic underexpanded jet interaction with a blunt body and periodic energy input // Scientific Visualization, 2021, vol. 13, n. 1, p. 15 – 26.
- [101] Ханхасаева Я. В. Влияние вложения энергии на аэродинамические характеристики и тепловые потоки при трёхмерном обтекании модели летательного аппарата сложной формы // Матем. моделирование, 2023, т. 35, №2, с. 105–125.
- [102] Луцкий А. Е., Ханхасаева Я. В.. Трёхмерная задача обтекания модели летательного аппарата при активном воздействии на поток // Математические заметки СВФУ, 2015, Том 22, № 2, с.83-91.
- [103] Ханхасаева Я.В., Борисов В.Е., Луцкий А.Е. Энергетическое воздействие на обтекание гиперзвуковых летательных аппаратов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2016, Т. 17, № 4, с. 8.
- [104] Борисов В.Е., Давыдов А.А., Константиновская Т.В., Луцкий А.Е., Ханхасаева Я.В. Программный модуль PULSAR3D++ на основе WENO-реконструкции для математического моделирования аэротермодинамики конструкций высокоскоростных летательных аппаратов. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № 2022610600, 13.01.2022. Заявка № 2021682139 от 28.12.2021.