

П.А. Баранов¹, С.А. Исаев¹, А.И. Леонтьев², А.Е. Усачов³

Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации, Россия (1)

Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана, Россия (2)

Центральный гидродинамический институт им. Н.Е.Жуковского, Москва, Россия (3)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СНИЖЕНИЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО НАГРЕВА РЕЛЬЕФА СО СФЕРИЧЕСКИМИ И СОТОВЫМИ ЛУНКАМИ ПРИ СВЕРХ-И ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

АННОТАЦИЯ

При решении факторизованным многоблочным конечно-объемным методом уравнений неразрывности и уравнений Рейнольдса, замыкаемых с помощью модели переноса сдвиговых напряжений Ментера, а также уравнения энергии проведено численное исследование конвективного турбулентного теплообмена около стенки с нанесенным луночным покрытием. Дан анализ эффекта снижения аэродинамического нагрева стенки с лунками при сверх-и гиперзвуковых скоростях потока. Предложены сотовые лунки, обладающие большим, чем сферические аналоги захлаживающим воздействием.

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблемы вихревой интенсификации теплообмена на омываемых криволинейных рельефах с лунками почти два десятилетия привлекают внимание отечественных и зарубежных исследователей (см., например, [1,2]). Следует отметить, что преобладает интерес к глубоким дозвуковым скоростям движения теплоносителя. В то же время исследования, выполненные в диапазоне сверх- и гиперзвуковых скоростей потока, весьма немногочисленны [3]. Начиная с 2004г., развивается подход к численному моделированию аэродинамического нагрева облуненных поверхностей [4], основанный на решении уравнений газовой динамики с использованием полуэмпирической модели турбулентности. В данной работе он применяется для анализа траншейных и луночных рельефов с позиций их теплозащитных свойств. Предлагаются сотовые конструкции лунок, превосходящие по этим качествам сферические лунки.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ И ДИСКРЕТНАЯ МОДЕЛИ

Численное исследование обтекания криволинейной стенки сверх-и гиперзвуковым вязким газом основывается на многоблочной методологии, развитой для расчета отрывных течений несжимаемой вязкой жидкостью [2]. Следует отметить, что положенная в ее основу концепция расщепления по физическим процессам, реализованная в процедуре коррекции давления, не является широко употребительной для решения сжимаемых задач. Однако с точки зрения сохранения единого подхода к решению разнообразных задач, а также

использования большого накопленного опыта расчета отрывных течений несжимаемой жидкости представляет интерес реализовать обобщенный подход к решению уравнений гидромеханики и энергии.

Многоблочные вычислительные технологии (МВТ), реализованные в среде пакета VP2/3 (скорость-давление), как методическая основа численного моделирования конвективных процессов тепло- и массообмена, являются результатом работы последних десяти лет, начиная с 1995, когда возникла необходимость в реализации расчетов на разномасштабных структурированных сетках с их перекрытием. Их применение позволило корректно решить задачи о движении жидкости в многосвязных областях, применить новые низкорейнольдсовы модели турбулентности типа модели переноса сдвиговых напряжений (MSST) Ментера [5]. Они также обобщены для решения пространственных задач и использования скользящих сеток.

Технология расчета сформировалась с периодом с 1983 по 2004гг. Решение уравнений Навье-Стокса и Рейнольдса, замкнутых в последнем случае с помощью полуэмпирической дифференциальной модели MSST производится с помощью конечно-объемной неявной процедуры (предиктор-корректор) типа SIMPLEC с элементами управления вычислительным процессом. Запись исходных уравнений в приращениях зависимых переменных, схем различного порядка для аппроксимации правой и левой частей, противопоточные разности и дополнительное демпфирование в неявной части, схема Леонарда QUICK конвективных членов явной части, подход Рхи-Чоу для интерпретации взаимосвязи давления и скорости, метод неполной матричной факторизации – все указанные элементы являются характеристическими особенностями развитой методологии. В многоблочных сетках, состоящих из фрагментарных близких к ортогональным сеток простой топологии, различают расчетные и связанные ячейки. В первых из них решаются исходные уравнения, а во вторых параметры определяются с помощью линейной интерполяции.

При разработке методологии особое внимание было обращено к построению сжимаемого варианта SIMPLEC. Методическими расчетами невязких течений со скачками уплотнения было также уста-

новлено, что с позиций устойчивости вычислительного процесса целесообразно конвективные члены в уравнениях Рейнольдса аппроксимировать по схеме Леонарда, а в остальных уравнениях - по схеме Ван-Лири. Важно подчеркнуть, что в обобщенном подходе используется MSST - модель турбулентности Ментера, апробированная для расчета отрывных течений несжимаемой жидкости.

3. ТЕСТИРОВАНИЕ

Две рассматриваемые двумерные задачи относятся к общеупотребительным тестовым: а) о взаимодействии сгенерированного косога скачка уплотнения на турбулентный пограничный слой на плоской стенке; б) угол сжатия или обтекание сверх-и гиперзвуковым потоком клина, расположенного на плоской стенке. Результаты численных прогнозов сравниваются с данными замеров динамических и тепловых характеристик на омываемой стенке из экспериментального исследования Хорстмена [6].

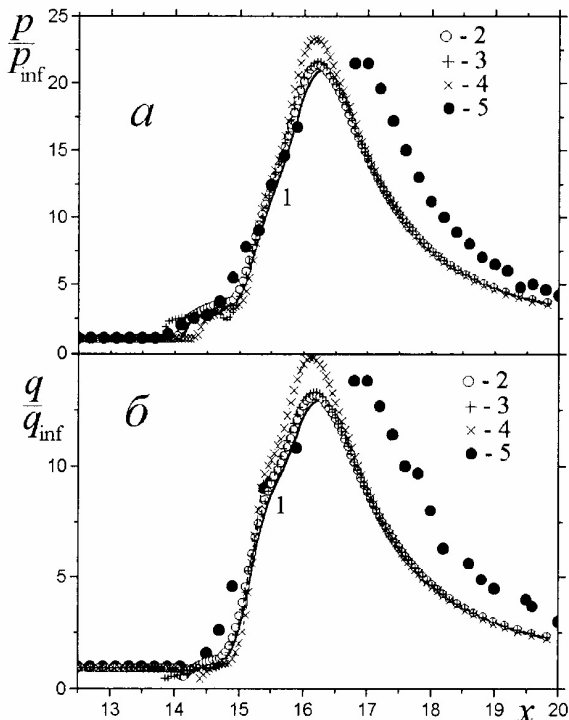


Рис. 1. Сравнение распределений относительных величин давления (а) и тепловых потоков (б) в зоне взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем при использовании различных температурных факторов, схем дискретизации и модификаций модели турбулентности. 1 – $T_w/T_0=0.27$ на верхней стенке; 2 – верхняя стенка теплоизолированная; 3 – как в первом случае, но с учетом поправки на кривизну линий тока; 4 – как в первом случае, но с использованием схемы аппроксимации SuperBEE. 5 – [6].

Решение первой задачи находится в расчетной области, верхняя граница которой представляет простирающуюся до клина плоскость симметрии, клиновидный участок с углом наклона 10° и участок плоской стенки, параллельной плоскости

симметрии, до выходной границы. Нижняя граница области – плоская стенка, параллельная верхней стенке. Вертикальный размер выходной границы выбирается в качестве характерного линейного масштаба. Расстояние от входной границы до клина задается равным 10, а общая длина области – 19.67. Вертикальный размер входного сечения – 2. На входе задаются параметры равномерного потока с числами Маха и Рейнольдса 8.2 и 10^6 . Температурный фактор T_w/T_0 на нижней стенке выбирается равным 0.27.

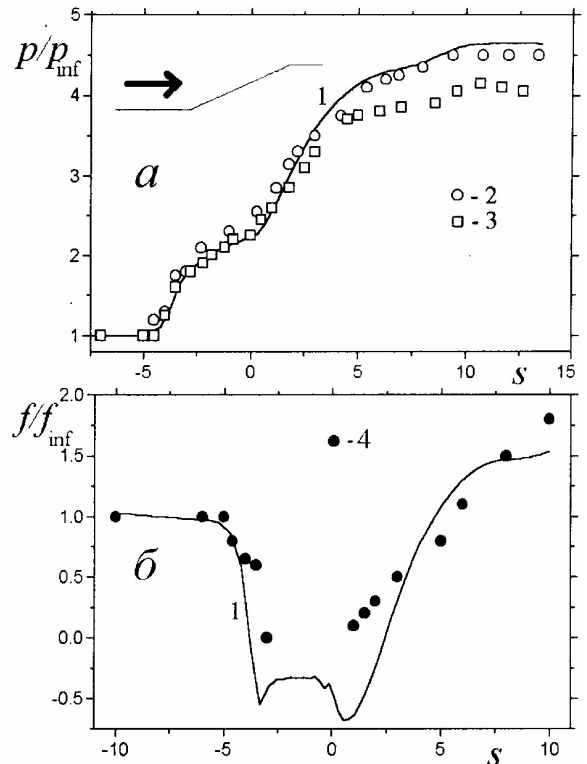


Рис.2. Сопоставление расчетных (1) и экспериментальных (2-4) данных распределений относительных величин давления (а) и трения (б) в окрестности 24-градусного угла сжатия при $M=2.85$. 2-4 – [6].

Приведенные на рис.1 результаты сравнительного анализа численного и физического моделирования показывают, что в целом расчеты вполне удовлетворительно улавливают поведение характеристик в зоне отрыва потока перед падающим скачком. Также вполне приемлемым представляется соответствие экспериментальных и расчетных данных максимальных силовых и тепловых нагрузок на стенку.

Угол сжатия рассчитывается по модифицированной программе моделирования сверхзвукового потока в канале. Верхняя плоскость симметрии заменяется твердой стенкой, а нижняя стенка – плоскостью симметрии, которая отодвигается от верхней стенки на заданное расстояние. В принципе у этой задачи нет линейного масштаба, т.е. надо ее решать в размерных величинах. Тем не менее, предполагается, что число Рейнольдса, построенное, как в предыдущей задаче, по характерному единичному размеру, не оказывает существенного

влияния на решение. В рассматриваемом случае угол клина задается равным 24° , числа Рейнольдса и Маха – 10^5 и 2.85, температурный фактор $T_w/T_o = 1.06$. Проходное сечение на входе имеет размер 8, а на выходе – 5. От входной границы до угла сжатия – 10, длина участка верхней стенки до выходного сечения – 14, а длина всей расчетной области – 30.738.

Как видно из рис.2, наблюдается хорошее соответствие расчетных и экспериментальных результатов для угла сжатия при умеренном числе Маха, что в определенной мере подтверждает справедливость сделанного предположения.

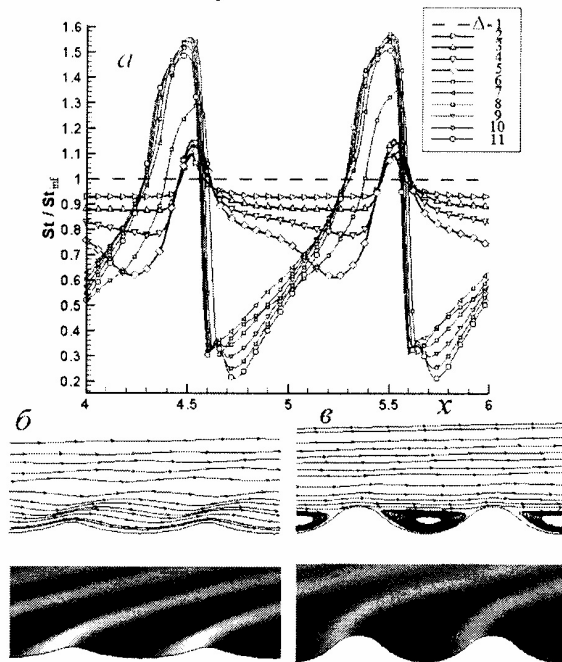


Рис.2. Оценка влияния глубины Δ периодической траншеи на распределение относительной теплоотдачи (а), а также сравнение картин течения и полей давления для траншей с глубиной 0.08 (б) и 0.2 (в) при $\gamma=0.25$, $M=4$ и $Re=2 \times 10^5$. 1- $\Delta=0$; 2-0.02; 3-0.04; 4-0.06; 5-0.08; 6-0.1; 7-0.12; 8-0.14; 9-0.16; 10-0.18; 11-0.2.

В целом, расчеты тестовых задач подтвердили приемлемость выбранной модели турбулентности – MSST для расчета отрывных течений сжимаемого газа.

4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Захлаждающее влияние рельефа из вогнутостей и выпуклостей при его гиперзвуковом обтекании несколько лет экспериментально (с использованием тепловизора) изучается в ИМ МГУ под руководством акад. РАН Леонтьева А.И. Сравнительно недавно выполнены численные расчеты, в целом подтвердившие полученные результаты.

На рис.3 и 4 сравниваются расчетные данные по локальным и интегральным нагрузкам на рельеф, состоящий из десяти последовательных одинаковых траншей, при его гиперзвуковом обтекании воздушным потоком. Результаты даны для шестой траншеи, причем варьируется глубина Δ .

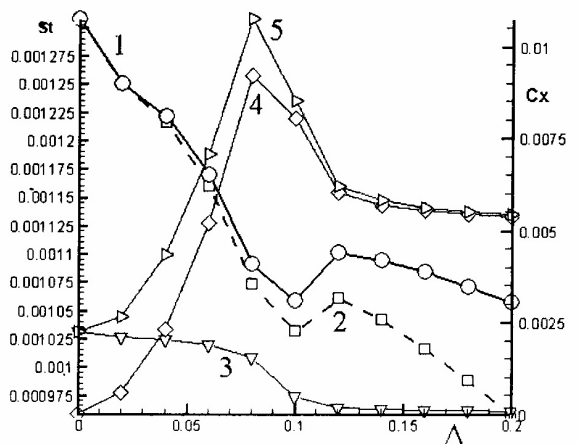


Рис.4. Влияние глубины (при $\gamma=0.25$; $M=4$) на интегральные силовые C_x и тепловые St нагрузки на траншею: 1 – St_2 ; 2 – St_3 ; 3 – C_{xf} ; 4 – C_{xp} ; 5 – C_x .

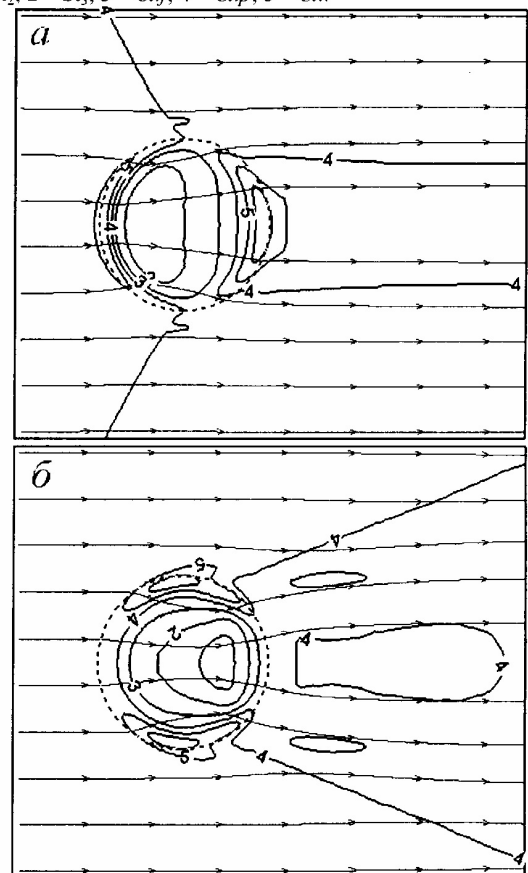


Рис.5. Сравнение поверхностных полей St/St_{inf} для сферической лунки с $\Delta=0.08$ и $\gamma=0.5$ при $M=0.5$ (а) и 4 (б). 1 – $St/St_{inf}=0.7$; 2 – 0.8; 3 – 0.9; 4 – 1.0; 5 – 1.1; 6 – 1.2.

В зависимости от высоты бугорков или глубины траншеи наблюдается два режима обтекания: с присоединенными скачками уплотнения в случае близкого к безотрывному обтеканию рельефа и с отсоединенными (или отошедшими) скачками при развитом отрывном пристеночном течении с периодическими циркуляционными зонами (рис.3). Режимы различаются по тепловым нагрузкам, причем локальные пики тепловых потоков во втором случае значительно ниже. Следует отметить, что интегральные тепловые нагрузки на траншею оп-

ределяются как по отношению к длине омываемого контура St_3 , так и к соответствующей плоской стенке St_2 .

Увеличение глубины траншеи (рис.4) приводит к немонотонной зависимости $C_x(\Delta)$ с максимумом при умеренной глубине 0.08. Спад силовой нагрузки на рельеф связывается с прогрессирующим с ростом Δ отрывным характером течения. Сопротивление криволинейного рельефа выходит на полку, но оказывается выше (в три раза), чем для плоской стенки.

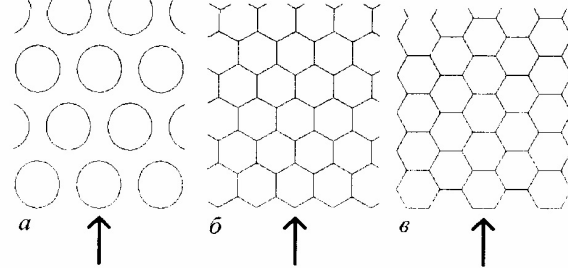


Рис.6. Схематическое изображение луночных рельефов: со сферическими (а) и сотовыми (б,в) лунками

Сравнение на рис.5 относительных тепловых нагрузок в окрестности мелкой сферической лунки ($\Delta=0.08$) с сильно сглаженными краями ($r=0.5$) на пластине при ее дозвуковом и сверхзвуковом обтекании ($M=0.5$ и 4) показывает качественное различие картин St/St_{pl} . Максимумы тепловых нагрузок при переходе от $M=0.5$ к $M=4$ смещаются с наветренной стороны лунки на ее боковые грани, а на их месте образуется зона пониженных St . Осредненное по площади St/St_{pl} с 1 снижается до 0.988, а Cx/Cx_{pl} увеличивается с 1.01 до 1.36.

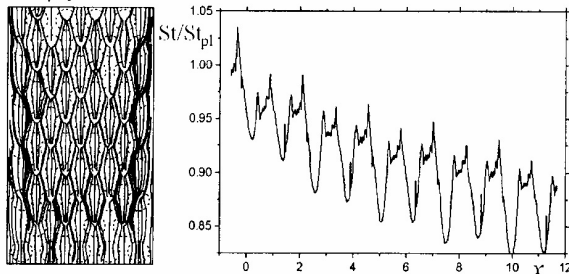


Рис.7. Картина растекания на рельефе с 45 сферическими лунками ($\Delta=0.08$; $r=0.5$; $M=4$) и распределение осредненного по полосе относительного числа Стантона

Таблица 1. Влияние рельефа на интегральные тепловые и силовые характеристики

Тип лунки	Δ	St/St_{pl}	Cx/Cx_{pl}
а	0.08	0.92	2.53
б	0.08	0.94	2.91
в	0.08	0.91	3.00
г	0.22	0.86	2.16

Моделирование конвективного теплообмена при сверхзвуковом обтекании рельефов из лунок на пластине анализируется на примерах 45-ти сферических и сотовых лунок. Плотность сферических лунок выбрана равной 0.46. Рельефы из сотовых лунок являются предельными по плотности и различаются ориентацией вершин по отношению к набегающему потоку (рис.6). Интегральные харак-

теристики полос с нанесенными лунками (при $r=0.5$) сведены в таблицу 1.

Показанная на рис.7 зависимость St/St_{pl} демонстрирует регрессионный характер поведения относительных тепловых нагрузок, что свидетельствует о преимуществе луночных рельефов по отношению к гладким стенкам. Как следует из табл.1, сотовые лунки, в особенности глубокие превосходят по теплозащитным свойствам сферические.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно подтверждено обнаруженное экспериментально в ИМ МГУ захлаживающее влияние рельефа из вогнутостей при сверх- и гиперзвуковых скоростях потока. Показано, что 2–3-кратное (по сравнению с плоской стенкой) увеличение сопротивления сопровождается снижением теплоотдачи (порядка 8-14%) для многорядных, траншейных и луночных рельефов. Предложены рельефы из сотовых лунок, обладающие лучшими по сравнению со сферическими лунками характеристиками.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ по грантам №№ 05-01-00162, 06-08-81005 и 05-02-16184.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

x – продольная координата;
 Δ , r – глубина и радиус скругления лунок;
 M , Re , St – числа Маха, Рейнольдса и Стантона;
 p , T , q , f – давление, температура, тепловой поток, трение;
 Cx , Cx_f , Cx_p – коэффициенты лобового сопротивления, трения и давления.
Индексы:
 in_f – параметры на входе;
 w – параметры на стенке;
 o – параметры торможения;
 pl – параметры на плоской стенке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Халатов А.А. Теплообмен и гидродинамика около поверхностных углублений (лунок). Киев: ИТТФ, 2005. 76с.
- Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб / Ю.А. Быстров, С.А. Исаев, Н.А. Кудрявцев, А.И. Леонтьев. СПб: Судостроение, 2005. 398с.
- Боровой В.Я., Яковлев Л.В. Теплообмен при сверхзвуковом обтекании одиночной лунки // Изв. АН. МЖГ. 1991. №5. С.48-52.
- Numerical simulation of supersonic flow around a dimpled surface / S.A. Isacv, A.I. Lconticv, A.G. Sudakoy, P.A. Baranov // Minsk International Colloquium on Physics of Shock Waves, Combustion, Detonation and Non-Equilibrium Processes. MIC2005. Minsk. 2005. P.48-49.
- Menter F.R. Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1993. №93-2906. 21p.
- Horstman C.C. Hypersonic shock-wave turbulent boundary-layer interaction flows - experiment and computation // AIAA Paper. 1991. N 91-1760, 23 p.