

УДК 532.517.4+533.6.011.5

А.А. ЖЕЛТОВОДОВ

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН им. С.А. Христиановича, Россия

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАЗВИТИЯ И ВОЗМОЖНОСТИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Проводится обобщение результатов систематических экспериментальных и расчетных исследований закономерностей развития отрывных течений, возникающих в окрестности различных элементов сверхзвуковых летательных аппаратов в условиях двумерных и пространственных взаимодействий скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем. Демонстрируются возможности современных численных методов расчета для предсказания свойств таких течений. Обсуждаются вероятные причины некоторых отличий между расчетами и экспериментом, а также направления перспективных исследований с целью проверки адекватности численного моделирования.

Ключевые слова: отрывные течения, турбулентный пограничный слой, скачки уплотнения, численное моделирование.

Введение

Исследование закономерностей развития турбулентных отрывных течений в окрестности различных элементов сверхзвуковых летательных аппаратов относится к числу актуальных задач современной аэродинамики. Такие течения могут возникать в условиях двумерных и пространственных взаимодействий скачков уплотнения с пограничным слоем на поверхностях аппарата (рис. 1). В большинстве случаев отрыв приводит к различным негативным последствиям: снижению эффективности органов управления, росту энергетических потерь в каналах воздухозаборников и двигателей, возникновению пиковых статических, динамических и тепловых нагрузок возникновению гистерезисных явлений. Исключительное многообразие форм турбулентного отрыва и сопровождающих его физических процессов существенно осложняет как экспериментальные, так и теоретические исследования. Отсутствие строгой теоретической основы для моделирования турбулентности является серьезным фактором, сдерживающим развитие надежных методов расчета. Уточнение условий возникновения и характерных стадий развития турбулентного отрыва при сверхзвуковом обтекании двумерных и пространственных конфигураций, анализ влияния пространственных и нестационарных эффектов, а также углубленная проверка адекватности методов численного моделирования относятся к числу приоритетных направлений современных исследований [1–3]. Наряду с поиском рациональных моделей

турбулентности для численного решения прикладных задач в рамках осредненных по Рейнольдсу (или Фавру) уравнений Навье – Стокса (RANS) все большее значение приобретают методы численного моделирования крупномасштабной турбулентности (LES) и полного прямого численного моделирования (DNS). Развитие последних двух подходов в сочетании с физическим экспериментом рассматривается в качестве основы для достижения полной адекватного численного моделирования турбулентного отрыва, объяснения обнаруженных ограниченных возможностей RANS и развития альтернативных гибридных расчетных методов (RANS/LES), обладающих приемлемой для практики экономичностью и степенью адекватности.

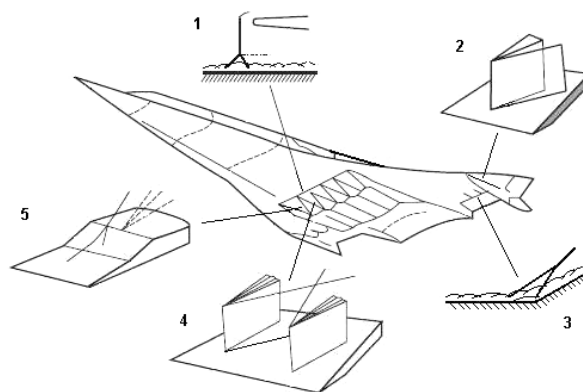


Рис. 1. Канонические конфигурации:
1 – прямой скачок; 2 – вертикальный киль; 3 – угол сжатия; 4 – два киля; 5 – наклонная ступенька

В данной работе на основе обобщения некото-

рых выполненных автором систематических исследований анализируются закономерности развития турбулентных отрывных течений в условиях сверхзвуковых скоростей потока и демонстрируются возможности предсказания их свойств с помощью различных современных методов расчета.

1. Развитие отрыва в окрестности прямого скачка

Анализ этапов формирования отрыва при двумерном взаимодействии прямого скачка с турбулентным пограничным слоем на плоской поверхности (рис. 1, случай 1) представляет самостоятельный интерес, а также оказывается важным для понимания закономерностей развития отрыва в других геометрических ситуациях. Согласно экспериментам [4], при ограниченных интенсивностях прямого скачка, соответствующих числах Маха $M_\infty \leq 1,25 - 1,3$, реализуются течения без отрыва пограничного слоя (рис. 2, а). В таких условиях предельные линии тока, полученные с помощью нанесенных на поверхность капелек смеси краски и минерального масла, проникают через скачок вниз по течению.

При увеличении числа Маха до некоторого характерного значения $M_\infty = M_{ef}$ на поверхности появляются точки бифуркации (седловые точки отрыва С, см. рис. 2, б), расположенные по ширине поверхности перед фронтом “невязкого” скачка, а основание скачка трансформируется в систему нестационарных волн сжатия. Такие условия соответствуют появлению заметных (“эффективных”) локальных отрывных зон перемежающегося отрыва в пристенной части пограничного слоя. Относительное время существования прерывистого возвратного течения в таких зонах характеризуется коэффициентом перемежаемости γ , и при ограниченных его значениях ($0 < \gamma \leq 0,5$) предельные линии тока проникают вниз по течению через область взаимодействия вследствие значительной инерционности используемого для визуализации вязкого масла [5, 6].

С увеличением числа Маха до некоторого характерного значения $M_\infty = M_S$ при $\gamma \approx 0,55$ возвратное течение начинает существовать более 50% времени и формируется установившийся (развитый) отрыв. В таких условиях визуализирующая смесь аккумулируется перед линией стекания (отрыва) S, а волны сжатия объединяются в отчетливый отрывной скачок (рис. 2, в). Течение в окрестности линии отрыва сохраняет перемежающийся характер, вследствие чего положение основания отрывного скачка продолжает заметно изменяться во времени и в пространстве.

Как показано в [4–6], с формированием установившегося возвратного течения давление на поверхности в зоне взаимодействия впервые достигает характерного значения в области “плато” (полка давления в отрывной зоне), предсказываемого для развитых отрывных зон классической теорией свободного взаимодействия (ТСВ) [7]. Это условие по-

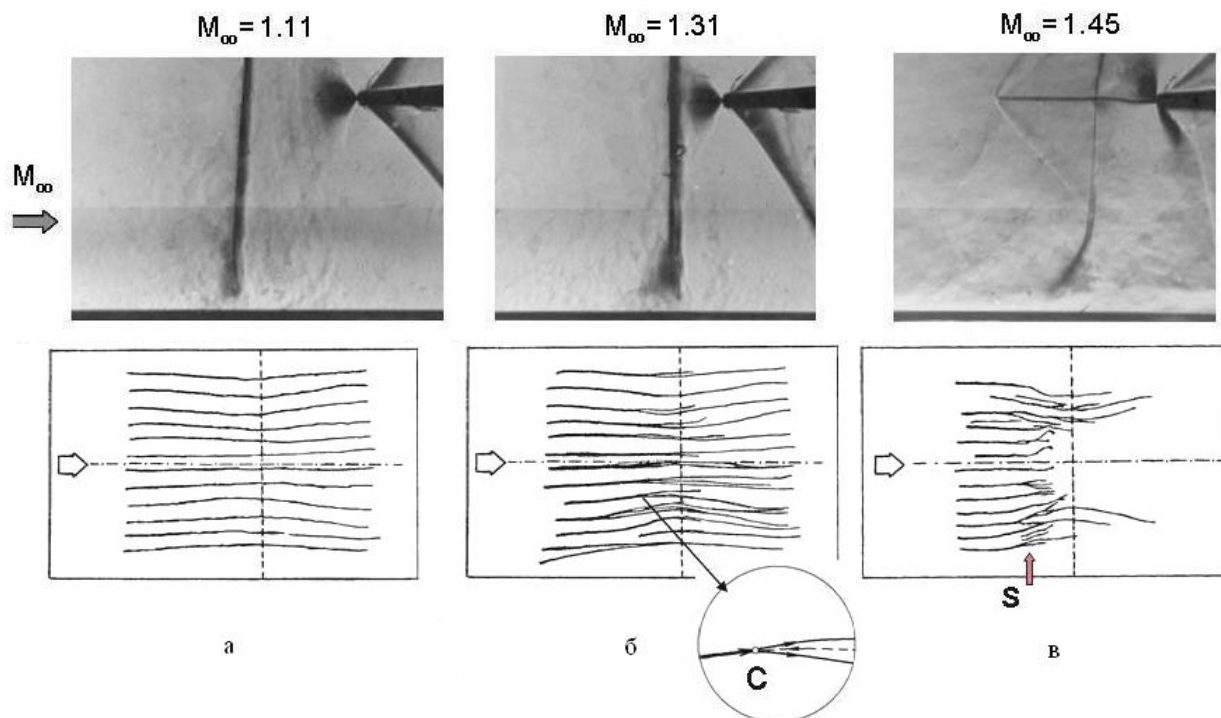


Рис. 2. Тепловские фотографии течения (вверху) и соответствующие предельные линии тока на поверхности (внизу) в окрестности прямого скачка уплотнения [4]: а – безотрывное течение; б – эффективный перемежающийся отрыв; в – установившийся крупномасштабный отрыв

зволюило использовать ТСВ для определения ожидаемого изменения величины M_S с ростом числа Рейнольдса (рис. 3, сплошная линия 2) при $Re_\theta \leq 10^4$ (или $Re_\delta \leq 10^5$), где θ и δ – толщина потери импульса и толщина невозмущенного пограничного слоя соответственно непосредственно перед зоной взаимодействия. При $Re_\theta \geq 10^4$ (или $Re_\theta \geq 10^5$) эта зависимость (обозначение 3) получена в [6] с использованием обобщенных в [8] экспериментальных данных для давления в области “плато”. Показанные зачерненными символами экспериментальные данные разных авторов (обозначения 6–21), обобщенные в [6] и соответствующие зафиксированному развитому отрыву в окрестности прямых скачков над трансзвуковыми профилями, а также в различных каналах при $M_S \geq M_\infty$, хорошо подчиняются предсказанной тенденции. Здесь M_∞ – местное число Маха во внешнем потоке непосредственно перед прямым скачком.

Согласно [4–6] начальная стадия зарождения перемежающегося отрыва, предшествующая отмеченным выше отчетливым его признакам, характеризуется наблюдаемым внезапным уменьшением градиента давления на поверхности в зоне взаимодействия при некоторых критических значениях числа Маха $M_i < M_{ef}$. Это происходит в момент, когда интенсивность внешнего прямого скачка в невязком потоке достигает значения относительного давления в области “плато”, предсказываемого ТСВ. Соответствующая этим условиям зависимость для M_i (рис. 3, обозначение 1) может рассматриваться в качестве нижней границы, определяющей этап за-

рождения турбулентного отрыва при $Re_\theta \leq 10^4$ (или $Re_\delta \leq 10^5$). Эта граница близка к известной теоретической зависимости [9] (обозначение 4), которая распространяется на более высокие числа Рейнольдса. Показанные светлыми (открытыми) маркерами экспериментальные точки в выявленной области перемежающегося отрыва $M_i \leq M_\infty \leq M_S$ (см. рис. 3, обозначения 5, 14, 15, 17, 20, 21) соответствуют условиям, при которых не зафиксировано отчетливых признаков отрыва, что вполне объяснимо ограниченными возможностями использовавшихся методов диагностики. Вместе с тем обведенный темный символ в рассматриваемой области (обозначение 15) соответствует зафиксированному в эксперименте отрыву, а обведенные дополнительные экспериментальные точки (обозначения 18, 20, 21) характеризуют стадии зарождения нестационарного перемежающегося отрыва (при M_i) и появления заметных (“эффективных”) локальных отрывных зон (при M_{ef}), которые предшествуют возникающему при M_S развитому отрыву.

Прямое численное моделирование (DNS) [10] подтвердило существование перемежающегося отрыва в рассматриваемой области при $M_\infty = 1,3$, $Re_\theta \approx 1200$ (см. рис. 3, обозначение 22). Рассчитанная мгновенная газодинамическая структура течения в некоторый фиксированный момент времени показана на рис. 4. Развивающиеся в пограничном слое пространственные вихревые структуры взаимодействуют с формирующимися в основании скачка волнами сжатия, инициируя распространяющиеся вдоль их фронтов возмущения в виде “складок”. Полученные поля мгновенного поверхностного трения в этих условиях обнаружили существование

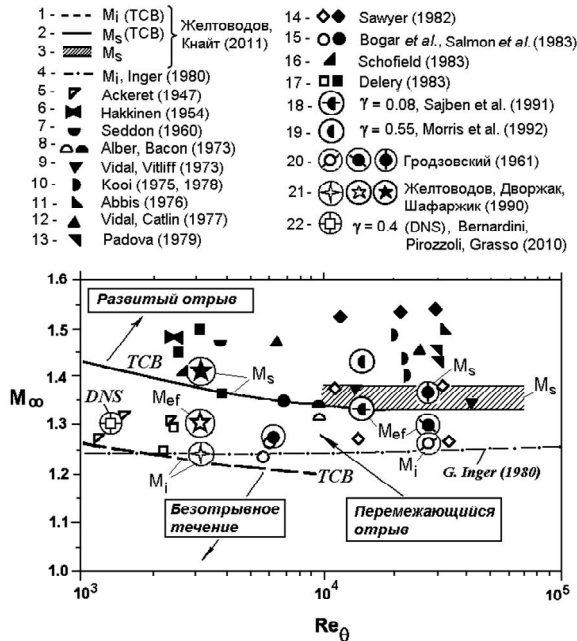


Рис. 3. Границы существования различных режимов течения в окрестности прямого скачка [6]

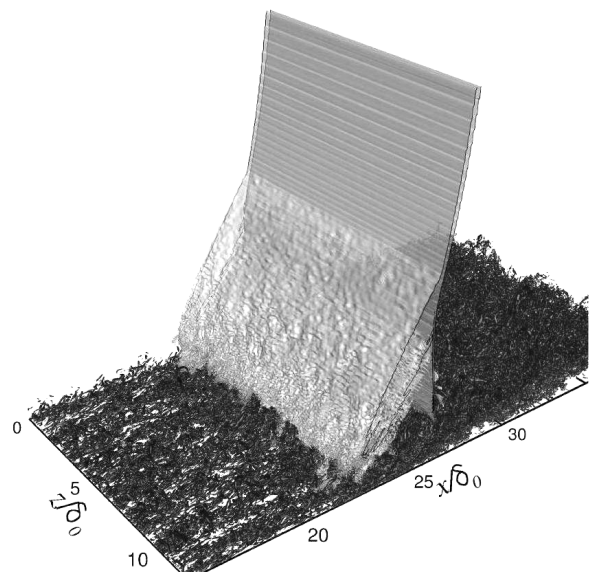


Рис. 4. Мгновенная волновая и вихревая структура течения в условиях перемежающегося отрыва [10]

отдельных локализованных зон перемежающегося отрыва, которые наблюдаются в экспериментах. При этом коэффициент перемежаемости в расчетах $0 < \gamma \leq 0,4$, а осредненный коэффициент поверхностного трения C_f не достигал нулевого значения, как это происходит с наступлением развитого отрыва.

2. Отрыв в угле сжатия

При сверхзвуковом обтекании отклоненной и достаточно протяженной вдоль размаха поверхности сжатия (рис. 1, случаи 3 и 5) реализуется двумерное взаимодействие косоугольного скачка уплотнения с пограничным слоем. Границы характерных режимов развития турбулентного отрыва в таких условиях показаны на рис. 5. При достижении критического значения угла отклонения потока $\alpha = \alpha_i$ возникают условия для зарождения отрыва в окрестности вершины угла сжатия, а при более высоких характеристических значениях α_{ef} и α_s впервые проявляются признаки “эффективного” перемежающегося отрыва

($0 < \gamma \leq 0,5$) и установившегося малого отрыва ($\gamma > 0,5$) соответственно, как и в случае с прямым скачком. Указанные критические значения α_i , α_{ef} и α_s определялись как предельные углы отклонения потока ($\alpha = \alpha_{max}$) для косых скачков при реализующихся внутри пограничного слоя местных критических числах Маха M_i , M_{ef} и M_s , которые характерны для рассмотренного выше случая взаимодействия с прямым скачком. Как известно, такие условия соответствуют началу отсоединения и трансформации косых скачков в прямой. Ширина показанных полос для отмеченных критических углов характеризует точность определения в экспериментах соответствующих критических чисел Маха для прямого скачка. Правильность такого подхода, предложенного для определения критических углов сжатия [3, 5, 6], подтверждается достаточно хорошим соответствием предсказанных их значений зафиксированным в экспериментах с помощью различных методов диагностики характерных величин $\alpha_i \leq \alpha \leq \alpha_s$ на отмеченных ранних стадиях формирования малой отрывной зоны в пристенной части пограничного слоя (рис. 5, обозначения 1, 3, 6, 8, 9–13, 16). Как показано в [6], с наступлением установившегося отрыва ($\gamma > 0,5$) при $\alpha = \alpha_s$ интенсивность косоугольного скачка уплотнения начинает достигать значения относительного давления p_s/p_∞ , реализующегося на линиях отрыва, экспериментальные данные для которого обобщены в [8] в диапазоне чисел Маха $M_\infty = 2 - 6$. Расположенная несколько выше граница $\alpha_{s max}$, соответствует интенсивности “невязкого” скачка в угле сжатия, равной относительному давлению в области “плато” p_p/p_∞ в развитых отрывных зонах при $Re_\delta \geq 10^5$ [8], которое характеризует интенсивность отрывного скачка. Как видно, зафиксированные в экспериментах максимальные значения $\alpha = \alpha_s$ в области II (обозначения 3, 9, 12, 13) находятся в пределах этой верхней границы.

Полученная в расчетах на основе LES [11] мгновенная картина течения при $M_\infty = 2,9$ и небольшом угле отклонения потока $\alpha = 8^\circ$ характеризует особенности перемежающегося отрыва в некоторый момент времени (рис. 6, а). Формирующиеся в пограничном слое вытянутые нестационарные вихревые структуры приводят к возникновению периодических областей с пониженной и повышенной местной скоростью, которые показаны в горизонтальном сечении поля мгновенной продольной составляющей вектора скорости в ламинарном подслое над пластиной на высоте $y^+ = 10$. При взаимодействии таких областей с пониженной скоростью со скачком периодически возникают расположенные по размаху локальные пятна перемежающегося отрыва, и фронт скачка сильно возмущается. Таким

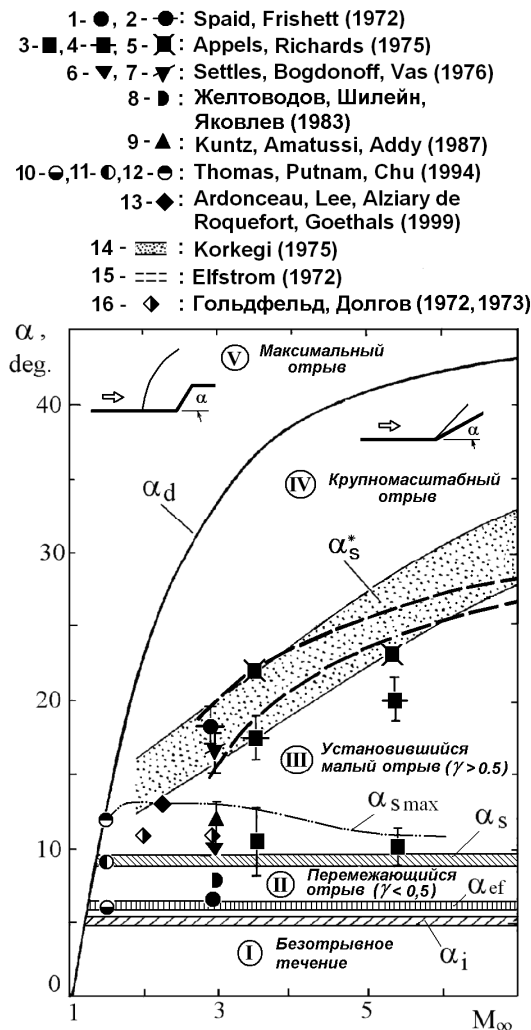


Рис. 5. Режимы развития турбулентного отрыва в углах сжатия [6]

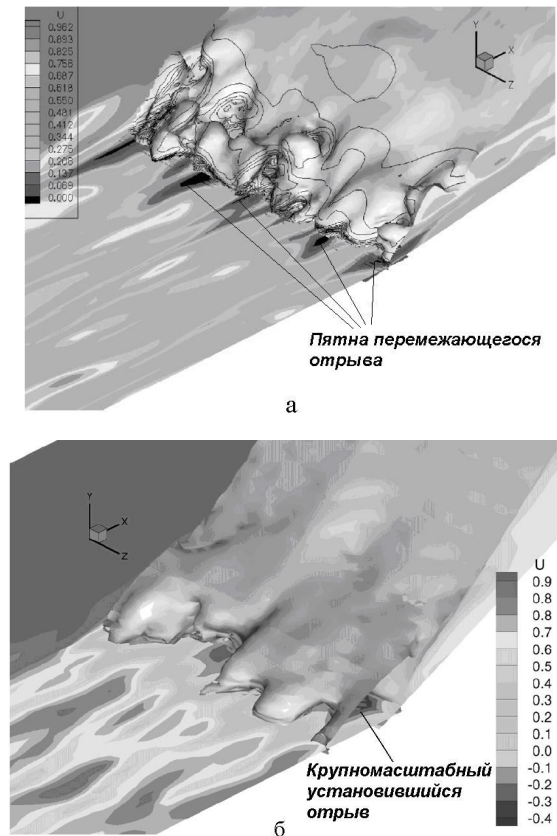


Рис. 6. Численное моделирование (LES) течения в угле сжатия при $M_\infty = 2,9$, $Re_\delta = 2 \cdot 10^4$:
а – $\alpha = 8^\circ$ [11], б – $\alpha = 25^\circ$ [12]

образом, течение в условиях рассматриваемой двумерной конфигурации в действительности является пространственным и нестационарным. При увеличении угла α и интенсивности скачка на некотором этапе отдельные пятна перемежающегося отрыва объединяются, и образуется область установившегося возвратного течения (рис. 6, б).

Зарождение и развитие малой отрывной зоны в ламинарном подслое и в пределах некоторой пристенной части турбулентного пограничного слоя на этапах перемежающегося отрыва (рис. 5, режим II) и установившегося отрыва (режим III) с ростом угла α при фиксированном числе Маха M_∞ характеризуется постепенным увеличением протяженности отрывной зоны. При дальнейшем увеличении интенсивности скачка в диапазоне $\alpha_S^* \leq \alpha < \alpha_d$ (см. рис. 5, режим IV) область отрыва начинает распространяться во внешнюю часть пограничного слоя с возрастающим темпом и возникает крупномасштабный отрыв. Протяженность отрыва в этих условиях для адиабатических течений зависит от интенсивности косога скачка, чисел Маха M_∞ и Рейнольдса Re_δ . При этом характерным масштабом длины является толщина пограничного слоя δ непосредственно перед отрывной зоной (см. [2, 6]). Ограниченная штриховыми

линиями 15 зависимость для нижней границы рассматриваемого режима $\alpha = \alpha_S^*$ при $Re_\delta = 10^5 - 10^7$ (см. рис. 5), построенная на основе расчетов [13], удовлетворительно соответствует экспериментальным данным (2, 4, 5, 7, 14), полученным при различных числах Маха и $Re_\delta > 10^5$. В рамках предложенной в этой работе упрощенной расчетной модели возникновение крупномасштабного отрыва предполагается в условиях максимально возможного отклонения ($\alpha_S^* = \alpha_{\max}$) характерной линии тока с местным числом Маха $M^* > 1$, разделяющей пристенную и внешнюю части пограничного слоя, т. е. на стадии начала трансформации в этих условиях местного косога скачка в прямой. Верхняя граница режима IV соответствует углам отклонения поверхности сжатия α_d , при которых происходит отсоединение скачка в условиях невязкого обтекания наклонных и прямых ступенек конечной высоты.

Полученная в расчетах на основе LES [12] мгновенная картина течения в условиях режима IV при $M_\infty = 2,9$ для угла сжатия $\alpha = 25^\circ$ (рис. 6, б) демонстрирует формирование крупномасштабной отрывной зоны с установившимся возвратным течением и возникающей над ней λ -конфигурацией скачков. При этом развивающиеся в пограничном слое когерентные вихревые структуры, показанные в горизонтальном сечении над пластиной в логарифмической области при $y^+ = 15$, сильно возмущают фронт отрывного скачка, положение которого непрерывно изменяется вблизи поверхности вследствие сохраняющегося перемежающегося характера течения непосредственно в окрестности линии отрыва.

В условиях отсоединенного “невязкого” скачка перед наклонными и прямыми ступеньками при $\alpha \geq \alpha_d$ (рис. 5, режим V) реализуется течение с максимальным отрывом, протяженность которого при $Re_\delta \geq 10^5$ практически не зависит от числа Маха и определяется высотой ступеньки h для достаточно высоких препятствий с отношением $h/\delta \geq (1,2 - 1,5)$ [6].

Возможности численного моделирования течения с крупномасштабным турбулентным отрывом в двумерном приближении на основе RANS и различных моделей турбулентности [14, 15] иллюстрирует рис. 7. Основные детали зафиксированной в эксперименте в условиях адиабатической поверхности осредненной по времени газодинамической структуры течения: 1 – пограничный слой, 2 – отрывной скачок, 3 – оторвавшийся слой смешения, 4 – возвратное течение, 5 – скачок присоединения, 6 – веер волн разрежения (см. рис. 7, а) удовлетворительно воспроизводятся в расчете (рис. 7, б), как и распределения относительного давления p/p_∞ (рис. 7, в) и коэффициента трения C_f/C_{f0} (рис. 7, г) на поверхности. Значения p_∞ и C_{f0} соответствуют невозмущен-

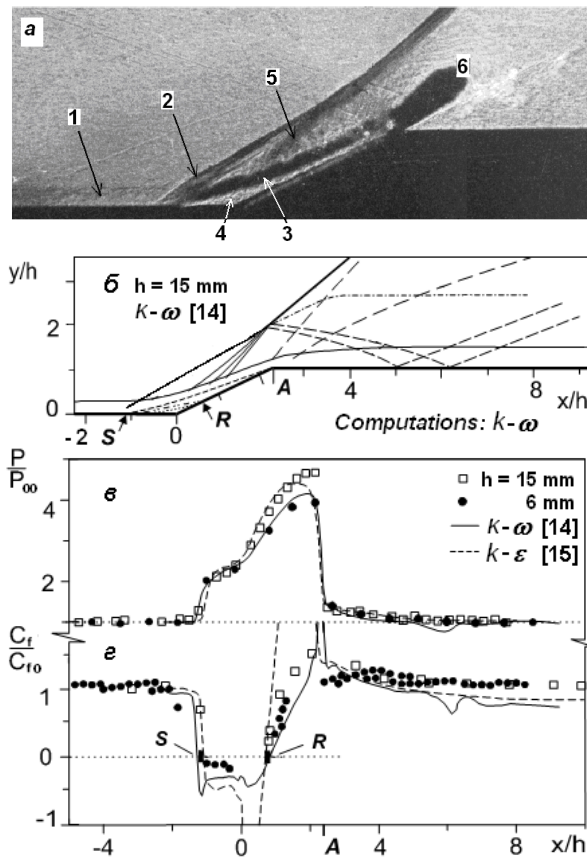


Рис. 7. Сравнение расчетов (RANS) с экспериментами для течения в окрестности наклонной ступеньки при $\alpha = 25^\circ$, $M_\infty = 2,9$, $Re_\delta = 1,48 \cdot 10^5$ [14, 15]: а – тепловая фотография при $h = 15$ мм, б – рассчитанная газодинамическая структура, в – распределения давления, г – распределения трения

ному течению перед областью взаимодействия. При этом лучшее соответствие экспериментам демонстрируют расчеты с $k-\omega$ -моделью турбулентности по сравнению с $k-\epsilon$ -моделью, хотя обе модели не исключают постепенно проявляющуюся тенденцию к некоторому занижению поверхностного трения в течении за вершиной ступеньки А. Вместе с тем ни одна из этих моделей не обеспечивает правильного предсказания распределения относительного коэффициента интенсивности теплообмена на поверхности C_h/C_{h0} при температурном факторе $T_w/T_{aw} = 1,05$ (рис. 8), где T_{aw} – температура адиабатической стенки. Некоторое улучшение соответствия эксперименту в области отрыва достигнуто в [16] ограничением турбулентной вязкости $\mu_t \sim k/\omega$ при использовании $k-\omega$ -модели посредством увеличения характерного значения скорости диссипации ω , подбор которой был обоснован сравнениями выполненных параметрических расчетов с полученными систематическими экспериментальными данными. Однако такая модификация модели не обеспечила удовлетвори-

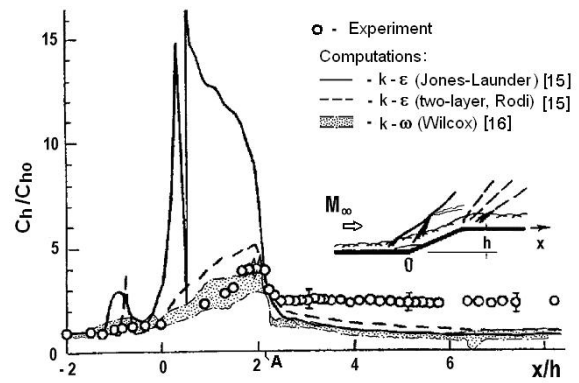


Рис. 8. Распределение коэффициента интенсивности теплообмена при $\alpha = 25^\circ$, $M_\infty = 4,0$, $Re_\delta = 1,16 \cdot 10^5$, $T_w/T_{aw} = 1,05$, $h = 6$ мм [15, 16]

тельного предсказания теплообмена на поверхности за вершиной ступеньки А.

С целью учета и объяснения влияния нестационарных и пространственных эффектов, свойственных турбулентному отрыву, проведено численное моделирование рассмотренного выше течения на основе LES и выполнены тщательные сравнения с экспериментом [17, 18]. Полученная в расчетах мгновенная газодинамическая структура течения, представленная на рис. 9, а осредненным по ширине расчетной области полем градиента плотности, соответствует описанной выше для осредненного по времени течения (см рис. 7, а, б). Вместе с тем, как показали расчеты, вследствие его нестационарности положение и форма отрывного скачка 2 и скачка присоединения 5 заметно изменяются со временем, а над оторвавшимся слоем смещения 3 вниз по течению перемещаются слабые скачки уплотнения 7. Такие сносимые потоком слабые скачки возникают при сверхзвуковом обтекании искривленной внешней границы сдвигового слоя вследствие формирующихся в нем при отрыве крупномасштабных когерентных вихревых структур. Эти скачки поддерживают повышенный уровень турбулентных пульсаций за отрывным скачком, что подтверждается расчетами и данными термоанемометрических измерений среднеквадратичных значений пульсаций массового расхода $\langle(\rho u)'\rangle$ во внешнем течении вдоль показанной на рис. 9, а линии тока SL, по сравнению с их значением $\langle(\rho u)'\rangle_{\max, E_1}$ в исходном сечении E_1 в невозмущенном течении (см. рис. 9 б, обозначения 1 и 3). Повышенный уровень турбулентности во внешнем потоке и внешней области пограничного слоя сохраняется на значительном расстоянии за вершиной ступеньки А после взаимодействия присоединившегося пограничного слоя с волнами разрежения. При этом в пограничном слое максимальные турбулентные пульсации подавляются волнами разрежения заметно сильнее (рис. 9, б, обозначения 2, 4). Рассчитанные осредненные по

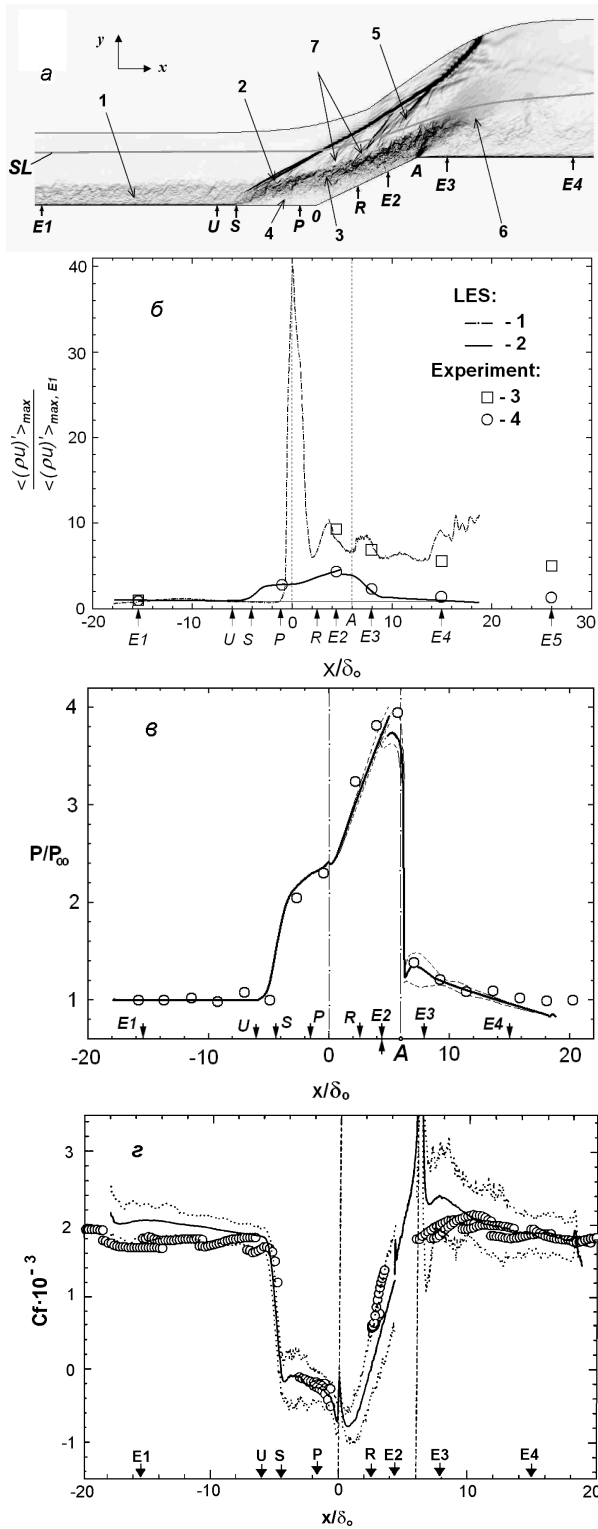


Рис. 9. Сравнение расчетов (LES) с экспериментами при $\alpha = 25^\circ$, $h = 6$ мм, $M_\infty = 2,9$, $Re_\delta = 6,36 \cdot 10^4$, $T_w/T_{aw} = 1$ (режим IV) [17, 18]

времени и по ширине давление и трение на поверхности (сплошные линии на рис. 9 в, г), как и рассмотренные турбулентные пульсации, хорошо соответствуют экспериментальным данным. Очевидно, что обусловленная нестационарными эффектами повышенная “внешняя” турбулентность является

одной из причин ранее отмеченной повышенной интенсивности теплообмена, сохраняющейся на верхней поверхности ступеньки. Естественно, что такие эффекты не могут быть предсказаны расчетами в рамках RANS.

Проникновению к поверхности течения из внешней области пограничного слоя с повышенным уровнем турбулентных пульсаций и соответственно росту интенсивности теплообмена способствуют наблюдаемые в экспериментах продольные вихри Гёртлера, расположенные периодически по ширине модели. Такие вихри ограничены повторяющимися продольными линиями стекания 1 и растекания 2 (рис. 10), распространяющимися на поверхности вниз по течению от линии присоединения (растекания) R, а также в отрывную зону в направлении к линии отрыва S. Особенно четко эти признаки видны в окрестности линии R, где процесс конвективного перемешивания, вероятно, наиболее интенсивен. Расчеты на основе LES позволяют предсказывать такие пространственные эффекты. Полученное поле осредненного по времени коэффициента поверхностного трения (рис. 11, а) и соответствующие распределения C_f по ширине в различных сечениях (рис. 11, б) (которые также показаны на рис. 9) демонстрируют характерные его периодические изменения. Максимумы C_f в отрывной зоне и за линией присоединения соответствуют продольным линиям растекания, а минимумы – продольным линиям стекания. Штриховые линии на рис. 9, в, г указывают верхнюю и нижнюю границы полученных в расчетах периодических изменений давления и трения по ширине течения. Аналогичные периоди-

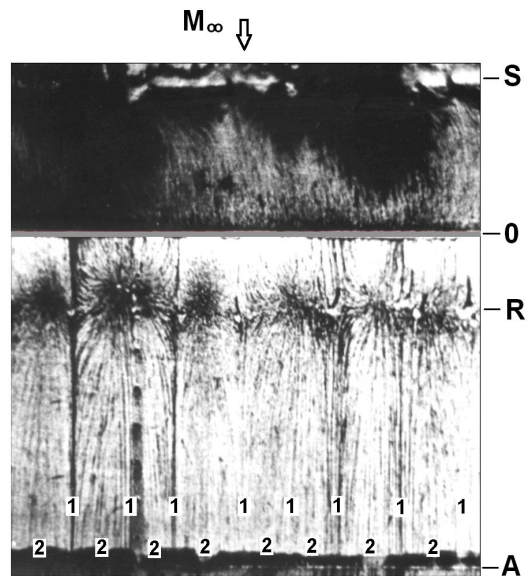


Рис. 10. Фотография визуализации предельных линий тока на поверхности наклонной ступеньки при $\alpha = 25^\circ$, $M_\infty = 2,9$ [17]

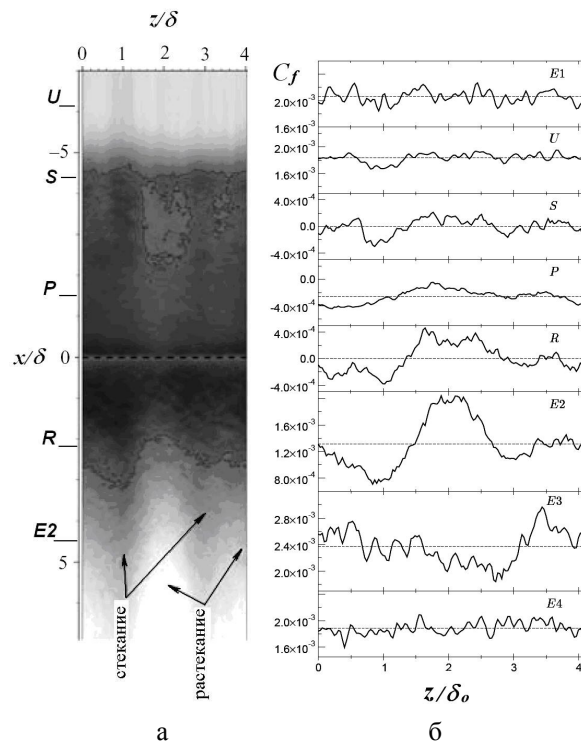


Рис. 11. Расчеты (LES) поверхностного трения в окрестности наклонной ступеньки при $\alpha = 25^\circ$, $M_\infty = 2,9$ [17, 18]:
а – поле C_f , б – распределения C_f по ширине в различных сечениях

ческие изменения интенсивности теплообмена зафиксированы в экспериментах, и их амплитуды обозначены на верхней поверхности за вершиной ступеньки А вертикальными отрезками (см. рис. 8).

Учитывая продемонстрированный высокий уровень соответствия расчетов эксперименту в условиях адиабатической поверхности, важной является дальнейшая проверка возможности использования LES для адекватного предсказания интенсивности теплообмена в окрестности турбулентных отрывных зон с учетом отмеченных нестационарных и пространственных эффектов.

3. Пространственный отрыв в окрестности пересекающихся скачков уплотнения

Большой практический интерес представляют исследования турбулентных отрывных течений в условиях пространственных взаимодействий скачков уплотнения, распространяющихся от одного или двух вертикальных килей, с пограничным слоем на плоской поверхности (рис. 1, случаи 2 и 4). Исключительно сложная и разнообразная топология таких течений, проявляющаяся на стадиях зарождения и развития отрыва в сочетании с сопутствующими нестационарными эффектами, еще в большей степе-

ни затрудняет адекватное предсказание их свойств [1–3, 5, 19]. Экспериментальная картина предельных линий тока на поверхности между двумя симметричными киями с одинаковыми углами отклонения внутренних граней ($\alpha_1 = \alpha_2 = 15^\circ$) в условиях взаимодействия пересекающихся “скользящих” вдоль нее скачков при $M_\infty = 4$ [20] (рис. 12, а) демонстрирует формирование центральной отрывной зоны в канале между киями. Такая зона окружает центральную узловую точку N^1 и ограничена сверху

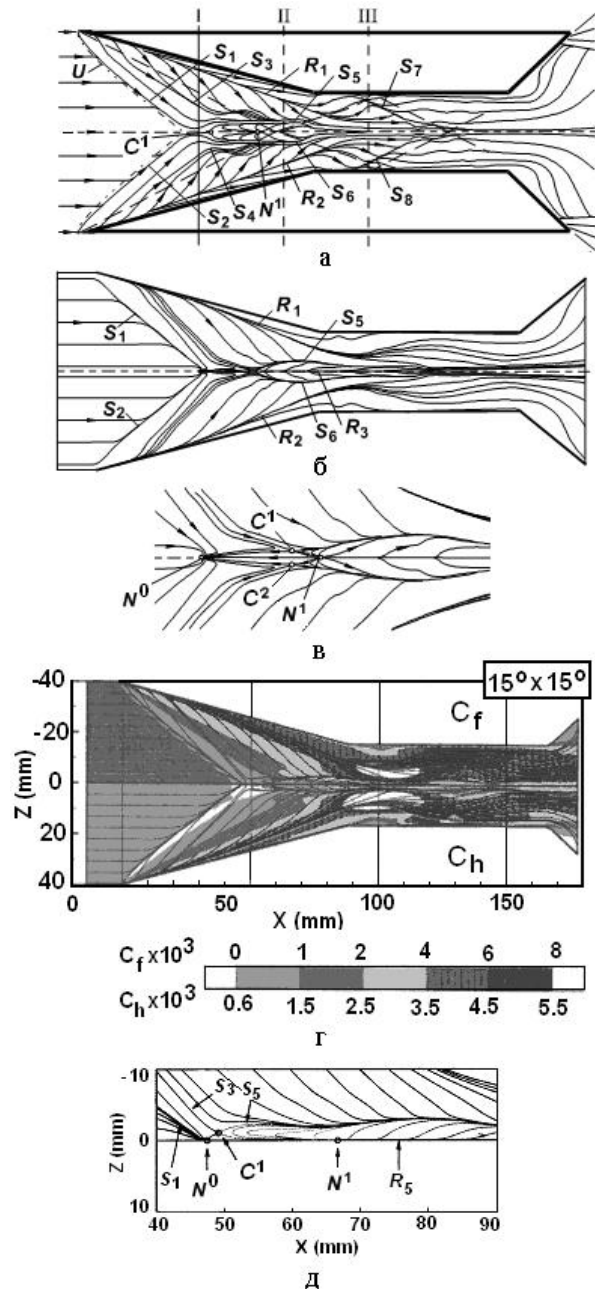


Рис. 12. Топология предельных линий тока на поверхности между двумя симметричных вертикальными киями ($\alpha_1 = \alpha_2 = 15^\circ$) при $M_\infty = 4$, $Re_\delta = 3,1 \cdot 10^5$, $T_w/T_{aw} = 1,05$:
а – эксперимент; б, в – k – ϵ [20]; г, д – k – ω [21]

седловой точкой C^1 , расположенной за формирующимся “горлом” между линиями отрыва S_1 и S_2 . Поверхностное трение в этих сингулярных точках достигает нулевого значения в отличие от $C_f > 0$ на линиях стекания $S_1 - S_8$ и растекания R_1, R_2 . Такие линии стекания и растекания формируются в условиях регулярного (“ординарного”) отрыва и последующего присоединения потока в окрестности скользящих скачков или вследствие возникающих вторичных “безотрывных” течений в пристенной области пограничного слоя при небольших неблагоприятных градиентах давления [19].

Расчеты на основе RANS [20, 21] с использованием соответственно $k - \varepsilon$ - модели (рис. 12, б, в) и $k - \omega$ -модели турбулентности (рис. 12, в, г) воспроизводят некоторые особенности рассматриваемого течения. Вместе с тем полученные масштабы центральной отрывной зоны заметно меньше, чем в эксперименте, распространяющиеся от килей линии отрыва S_1, S_2 сливаются в центральной узловой точке N^0 без образования характерного “горла” между ними (см. увеличенные фрагменты на рис. 12, в, д), а по бокам отрывной зоны формируются дополнительные симметричные седловые точки C^1, C^2 , отсутствуют признаки линий вторичного отрыва S_3, S_4 . При этом наблюдаются также отличия между экспериментом и расчетами в распределениях давления и интенсивности теплообмена на поверхности вдоль оси симметрии между килеями (рис. 13, а, б). Отмеченные отличия могут быть обусловлены как завышением кинетической энергии турбулентности k в пограничном слое за скачками (и соответственно повышенной турбулентной вязкостью μ_t) в расчетах с указанными моделями турбулентности, так и не-

стационарными эффектами, которые не учитывались в рамках RANS. С целью снижения величины μ_t , наряду со стандартной $k - \omega$ -моделью (рис. 13, а, б, обозначение 1), была использована ее модифицированная версия (2) с ограничением величины турбулентной вязкости в рамках принципа реализуемости [21]. Однако полученное решение (2) не привело к серьезному улучшению соответствия с экспериментом по сравнению с (1) при одинаковых расчетных сетках. Дополнительное сгущение сетки (3) практически не повлияло на решение.

Продемонстрированные результаты обосновывают необходимость дальнейших расчетов на основе LES с целью проверки влияния нестационарных эффектов в рассматриваемых условиях.

4. Пространственный отрыв в условиях обтекания тел вращения, расположенных вблизи поверхности

Влияние пространственного отрыва проявляется и в условиях сверхзвукового полета тел вращения вблизи поверхности (рис. 14, а). Согласно экспериментам, выполненным при $M_\infty = 4$ [22, 23], реализующаяся газодинамическая структура течений с

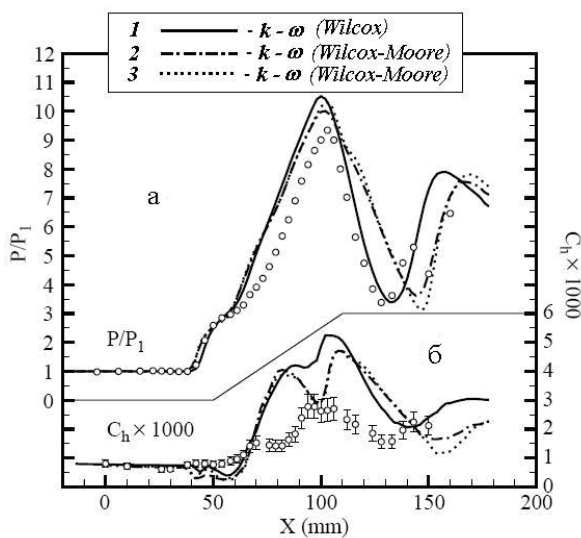


Рис. 13. Распределения давления и коэффициента интенсивности теплообмена вдоль оси симметрии между килеями [21]

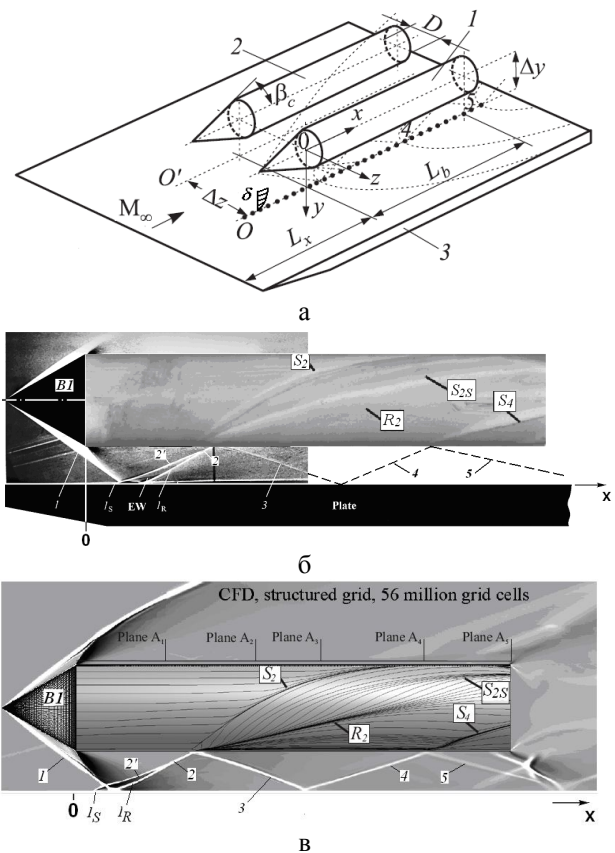


Рис. 14. Обтекание тел при $M_\infty = 4, \Delta z/D = 3,0$: а – экспериментальная модель; б – фотография течения и предельных линий тока на внешней поверхности тела 1 [22, 23], в – расчет (RANS) [24, 25]

отрывом пограничного слоя на телах 1 и 2 с коническими головными частями с углом полураствора $\beta_c = 30^\circ$ и расположенной под ними поверхности 3 существенно зависит от расстояния $\Delta z/D$ между телами при исследованном фиксированном их удалении от поверхности $\Delta y/D = 0,96$. Соответствующее диаметру тел $D = 50$ мм число Рейнольдса $Re_D = 3,3 \cdot 10^5$, относительная начальная толщина пограничного слоя на пластине в окрестности падающих головных скачков $\delta/\Delta y = 0,035$, а соответствующее ей число $Re_\delta = (0,7 - 1,23) \cdot 10^3$.

Согласно эксперименту при $\Delta z/D = 3,0$ распространяющиеся от вершин тел конические головные скачки 1 (рис. 14, б) вызывают отрыв пограничного слоя на пластине и, постепенно ослабевая, многократно отражаются от нее и нижних поверхностей тел. Формирующиеся на внешней боковой поверхности первого тела линии отрыва S_2 и S_4 возникают в процессе дифракции вокруг него отраженных от пластины скачков 2 и 4. Между основными линиями отрыва S_2 и присоединения R_2 формируется вторичный отрыв S_{25} . Расчеты на основе RANS и модели турбулентности Спаларта – Аллмараса [24, 25] достаточно хорошо воспроизводят описанную газодинамическую структуру течения и картину предельных линий тока на теле (рис. 14, в).

Изменение расстояния между телами сильно влияет на их обтекание (рис. 15). При $\Delta z/D = 1,8$ рассчитанное поле градиентов плотности (рис. 15, а)

и полученная в эксперименте тепловеская фотография (б) демонстрируют регулярное взаимодействие конических головных скачков, которые дважды отражаются от внутренних поверхностей тел. Наблюдаемые в расчете дополнительные скачки, отраженные от пластины, дифрагируют вокруг тел, вызывая отрыв пограничного слоя на их поверхностях и существенно усложняя общую картину обтекания. Экспериментальная картина предельных линий тока, показанная на обращенной к пластине нижней поверхности тела 1, достаточно хорошо соответствует полученной в расчете и показанной симметричной ей картине на поверхности тела 2.

При уменьшении расстояния между телами возрастает количество отраженных и пересекающихся между телами скачков, которые постепенно приближаются к их головным частям вместе с реализующимися на боковых поверхностях отрывными зонами [23–25]. При $\Delta z/D = 1,06$ отчетливо наблюдается маховское взаимодействие головных скачков (рис. 14, в, г). Возникающий между телами прямой скачок способствует распространению отрыва на их головные части и соответственно росту сопротивления. Расчеты демонстрируют хорошее соответствие эксперименту и в таких условиях.

Полученные в расчетах поля градиентов плотности в поперечных сечениях A_1 , A_2 и A_3 (рис. 1, б), обозначенных на рис. 15, а, иллюстрируют формирующуюся вокруг тел сложную структуру пересе-

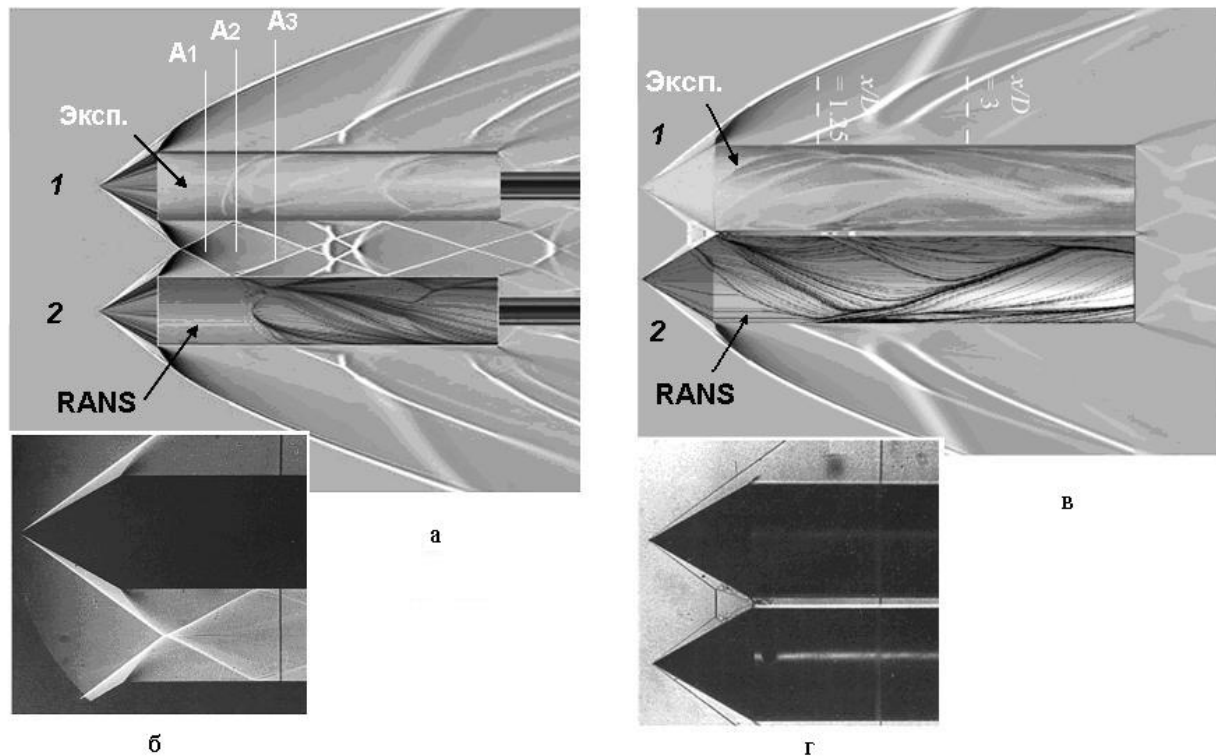


Рис. 15. Влияние расстояния между телами на газодинамическую структуру течения между ними и предельные линии тока (вид со стороны пластины): а, б – $\Delta z/D = 3,0$; в, г – $\Delta z/D = 1,06$

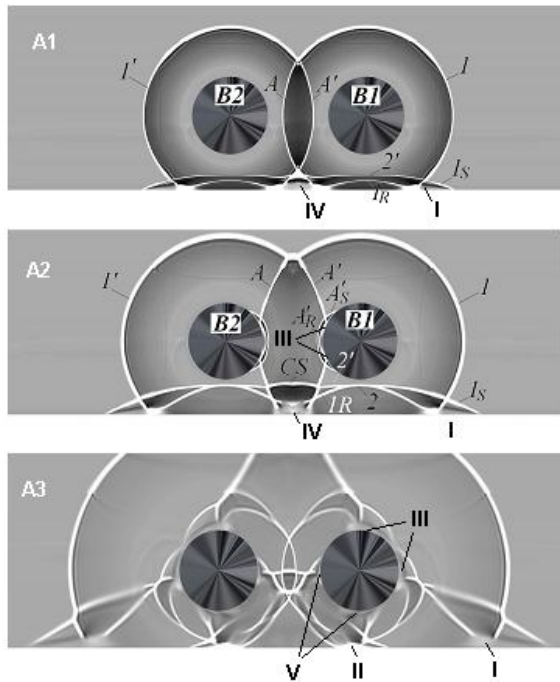


Рис. 16. Газодинамическая структура течения в характерных сечениях A_1 , A_2 и A_3 при $\Delta z/D = 1,8$

кающихся скачков уплотнения и обусловленные ими отрывные зоны на поверхностях тел и расположенной под ними пластине. Например, распространяющиеся к пластине скачки инициируют отрывные зоны I, II, IV на ее поверхности, а проникающие к телам – стимулируют возникновение отрывных зон III, V на их поверхностях. При пересечении отрывных скачков с исходными образуются характерные λ -конфигурации, а также появляются дополнительные скачки в зонах присоединения. Такие эффекты вязко-невязкого взаимодействия заметно изменяют газодинамическую структуру течений по сравнению с рассчитываемой в рамках уравнений Эйлера [23, 26] и влияют на предсказание аэродинамических характеристик тел в рассматриваемых условиях (см. [24, 25]).

Влияние расстояния между телами на их аэродинамические характеристики (коэффициенты сопротивления C_x , отталкивающей от пластины подъемной силы C_y) и расталкивающей тела боковой силы C_z) для рассматриваемых условий иллюстрирует рис. 17. Уменьшение расстояния до $\Delta z/D \leq 1,4$ практически не влияет на величину C_x , но приводит к постепенному росту C_y и C_z . Резкий рост всех сил при $\Delta z/D > 1,4$ обусловлен формированием прямого скачка между телами перед их головными частями. Расчеты на основе RANS в пределах точности соответствуют экспериментальным значениям для C_y и C_z . Завышение на 5 – 6 % полученных значений C_z объясняется тем, что на телах не учитывался ламинарно-турбулентный переход и пограничный слой

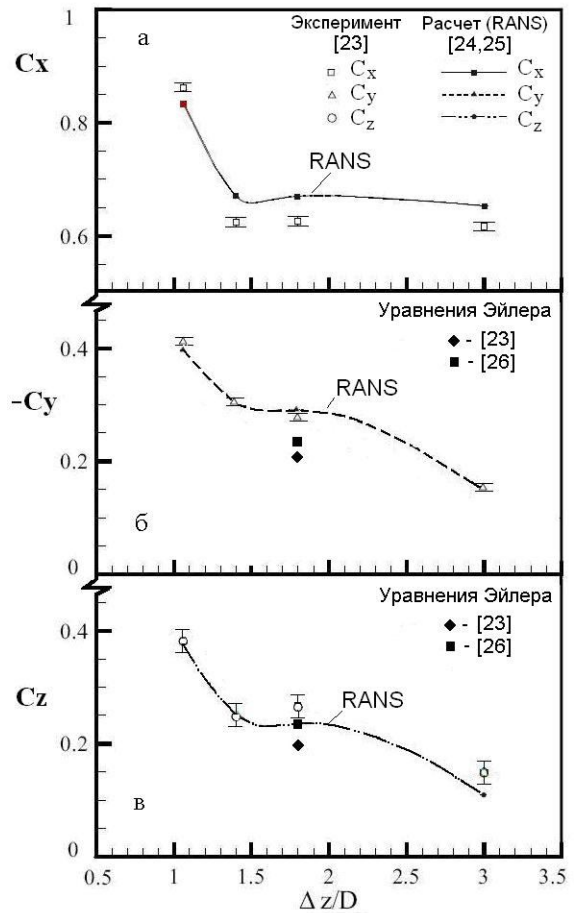


Рис. 17. Влияние расстояния между телами на аэродинамические характеристики при $M_\infty = 4$ [24, 25]

рассчитывался как турбулентный, начиная от их вершин. Как видно, численные расчеты [23, 26] на основе уравнений Эйлера при $\Delta z/D = 1,8$ проявляют тенденцию к занижению значений C_y и C_z .

Проведенный анализ демонстрирует многообразие режимов и свойств отрывных течений, возникающих в условиях двумерного и пространственного взаимодействия скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем, а также характеризует состояние современных методов расчета отрывных течений, возникающих в таких условиях. Несмотря на широкое применение расчетов в рамках RANS с использованием различных моделей турбулентности для решения прикладных задач в условиях повышенных чисел Рейнольдса, очевидны ограниченные возможности таких подходов. В особенности это относится к предсказанию интенсивности теплообмена. С целью обеспечения адекватности численного моделирования турбулентного отрыва, прогнозирования и учета нестационарных и тонких пространственных эффектов необходимы детальная проверка адекватности расчетов на основе LES и DNS и развитие альтернативных более экономич-

ных гибридных RANS/LES подходов для решения задач современной аэродинамики.

Заключение

Проведенный анализ демонстрирует многообразие режимов и свойств отрывных течений, возникающих в условиях двумерного и пространственно-го взаимодействия скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем, а также характеризует состояние современных методов их расчета. Несмотря на широкое применение расчетов в рамках RANS с использованием различных моделей турбулентности для решения прикладных задач в условиях повышенных чисел Рейнольдса, очевидны ограниченные возможности таких подходов. В особенности это относится к предсказанию интенсивности теплообмена. С целью выявления причин наблюдаемых отличий, обеспечения адекватности численного моделирования турбулентного отрыва, прогнозирования и учета нестационарных и тонких пространственных эффектов необходимы детальная проверка адекватности расчетов на основе LES и DNS и развитие альтернативных более экономичных гибридных RANS/LES подходов для решения прикладных задач современной аэродинамики.

Литература

1. Dolling, D. *Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research: What next?* [Text] / D. Dolling // *AIAA J.* – 2001. – Vol. 39. № 8. – P. 1517–1531.
2. *Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions* [Text] / D. Knight, H. Yan, A. Panaras, A. Zheltovodov // *Progress in Aerospace Sciences. Oxford: Pergamon Press.* – 2003. – Vol. 39. – P. 121–184.
3. Zheltovodov, A.A. *Some advances in research of shock wave turbulent boundary layer interactions* [Text] / A.A. Zheltovodov // *AIAA Paper 2006-0496*, 2006.
4. Желтоводов, А.А. *Особенности взаимодействия скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем в условиях транс- и сверхзвуковых скоростей* [Текст] / А.А. Желтоводов, Р. Дворжак, П. Шафаржик // *Изв. СО АН СССР, серия техн. наук.* – 1990. – Вып. 6. – С. 31–34.
5. Zheltovodov, A.A. *Shock waves / turbulent boundary-layer interactions – fundamental studies and applications* [Text] / A.A. Zheltovodov // *AIAA Paper 1996-1977*, 1966.
6. Knight, D.D. *Chapter 4. Ideal-gas shock wave – turbulent boundary-layer interactions (STBLIs) in supersonic flows and their modeling: Two-dimensional interactions* [Text] / D.D. Knight, A.A. Zheltovodov // *Shock Wave – Boundary-Layer Interactions* / Eds. H. Babinsky, J. Harvey. *Cambridge Aerospace Series.* – New York et al.: *Cambridge University Press*, 2011. – P. 137–201. [ISBN 980-0-521-84852-7].
7. Chapman, D. *Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition* [Text] / D. Chapman, D. Kuehn, H. Larson: *NACA Rep.* – 1958. – № 1356.
8. Zukoski, E.E. *Turbulent boundary-layer separation in front of a forward-facing step* [Text] / E.E. Zukoski // *AIAA J.* – 1967. – Vol. 5, № 10. – P. 1746–1753.
9. Inger, G.R. *Some features of a shock/turbulent boundary-layer interaction theory in transonic fields* [Text] / G.R. Inger // *AGARD-CP-291*, 1980.
10. Bernardini, M. *Analysis of unsteadiness in transonic shock/boundary layer interactions* [Electronic resource] / M. Bernardini, S. Pirozzoli, F. Grasso // *V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010, Lisbon, Portugal, 14–17 June 2010* / Eds. J.C.F. Pereira and A. Sequeira. – P. 1–15. – URL: http://web.univ-ubs.fr/limatb/EG2M/Disc_Seminaire/ECCOMAS-CFD2010/papers/01565.pdf
11. Urbin, G. *Compressible large eddy simulation using unstructured grid: supersonic boundary layer in compression corner* [Text] / G. Urbin, D. Knight, A.A. Zheltovodov // *AIAA Paper 99-0427*, 1999.
12. Urbin, G., *Large eddy simulation of a supersonic compression corner. Part 1* [Text] / G. Urbin, D. Knight, A.A. Zheltovodov // *AIAA Paper 2000-0398*, 2000.
13. Elfstrom, G.M. *Turbulent hypersonic flow at a wage-compression corner* [Text] / G.M. Elfstrom // *J. Fluid Mech.* – 1972. – Vol. 53, Pt. 1. – P. 113–127.
14. Экспериментальное и численное моделирование сверхзвуковых турбулентных отрывных течений в окрестности двумерных препятствий [Текст] / А.В. Борисов, А.А. Желтоводов, А.И. Максимов, Н.Н. Федорова, С.И. Шнак // *Изв. РАН, МЖТ.* – 1999. – № 2. – С. 26–37.
15. *The possibilities of numerical simulation of shock waves/boundary layer interaction in supersonic and hypersonic flows* [Text] / A.A. Zheltovodov, A.V. Borisov, D.D. Knight, C.C. Horstman, G.S. Settles // *Int. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt. 1.* – Novosibirsk, 1992. – P. 164–170.
16. Bedarev, I.A. *Supersonic turbulent separated flows numerical model verification* [Text] / I.A. Bedarev, A.A. Zheltovodov, N.N. Fedorova // *Int. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt. 1.* – Novosibirsk, 1998. – P. 30–35.
17. Loginov, M.S. *Large-eddy simulation of shock-wave/turbulent-boundary-layer interaction* [Text] / M.S. Loginov, N.A. Adams, A.A. Zheltovodov // *J. Fluid Mech.* – 2006. – Vol. 565. – P. 135–169.
18. Loginov, M.S. *Shock-wave system analysis for compression-decompression ramp flow* [Text] / M.S. Loginov, N.A. Adams, A.A. Zheltovodov // *Fifth Int. Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomenon / München, Garching, Germany, 27–29 August 2007* / Eds. R. Friedrich, N.A. Adams, J.K. Eaton, J.A.C. Humphrey, N. Kasagi, M.A. Leschziner. – P. 87–92.

19. Zheltovodov, A.A. Chapter 5. Ideal-gas shock wave – turbulent boundary-layer interactions in supersonic flows and their modeling: Three-dimensional interactions [Text] / A.A. Zheltovodov, D.D. Knight // Shock Wave – Boundary-Layer Interactions / Eds. H. Babinsky, J. Harvey. Cambridge Aerospace Series. – New York et al.: Cambridge University Press, 2011. – P. 202–258. [ISBN 980-0-521-84852-7].

20. Экспериментальное и расчетное исследование симметричного взаимодействия пересекающихся скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем [Текст] / А.А. Желтоводов, А.И. Максимов, Д.В. Гаутоуде, М.Р. Висбал, Д.С. Шенг // Теплофизика и аэромеханика. – 2000. – Т. 7, № 2. – С. 159–176.

21. Insights in turbulence modeling for crossing-shock-wave/boundary-layer interactions [Text] / F. Thivet, D.D. Knight, A.A. Zheltovodov, A.I. Maksimov // AIAA J. – 2001. – Vol. 39, № 6. – P. 985–995.

22. Дерунов, Е.К. Развитие пространственного турбулентного отрыва в окрестности падающих пересекающихся скачков уплотнения [Текст] / Е.К. Дерунов, А.А. Желтоводов, А.И. Максимов // Теплофизика и аэромеханика. – 2008. – Т. 15, № 1. – С. 31–57.

23. Анализ сверхзвукового обтекания двух тел вращения вблизи поверхности [Текст] / Е.К. Дерунов, В.Ф. Волков, А.А. Желтоводов, А.И. Максимов // Теплофизика и аэромеханика. – 2009. – Т. 16, № 1. – С. 13–36.

24. Grosvenor, A.D. Verification of shock-wave/turbulent-boundary-layer-interaction calculations in conditions of aerodynamic interference of two bodies of revolution with a flat surface [Electronic resource] / A.D. Grosvenor, A.A. Zheltovodov, E.K. Derunov // Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research: Proc. Sect. 3. Novosibirsk, 2010. 1 CD ROM. – 14 p. [ISBN 978-5-98901-085-1].

25. Grosvenor, A.D. Numerical prediction of three-dimensional shock-induced turbulent flow separation surrounding bodies of revolution adjacent to a flat surface [Text] / A.D. Grosvenor, A.A. Zheltovodov, E.K. Derunov // Progress in Flight Physics, EUCASS Book Series, Vol. 3. Advances in Aerospace Sciences. – Moscow: Torus Press, 2011. – P. 119–140. [ISBN 978-2-7598-0674-4].

26. Коноваленко, В.В. Аэродинамическое взаимодействие нескольких тел при сверхзвуковых скоростях [Текст] / В.В. Коноваленко, А.Н. Крацов // Уч. записки ЦАГИ. – 2008. – Т. XXXIX, № 1–2. – С. 31–38.

Поступила в редакцию 22.07.2012

Рецензент: д-р техн. наук, проф., главный научный сотрудник Ю.А. Крашаница, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского „ХАИ“, Харьков, Украина.

ЗАКОНОМІРНОСТІ РОЗВИТКУ ТА МОЖЛИВОСТІ ЧИСЛОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ НАДЗВУКОВОГО ТУРБУЛЕНТНОСТІ ВІДРИВНОЇ ТЕЧІЇ

О.А. Желтоводов

Проводиться узагальнення результатів систематичних експериментальних і розрахункових досліджень закономірностей розвитку відривних течій, що виникають в околиці різних елементів надзвукових літальних апаратів в умовах двовимірних і просторових взаємодій стрибків ущільнення з турбулентним пограничним шаром. Демонструються можливості сучасних числових методів розрахунку для передбачення властивостей таких течій. Обговорюються ймовірні причини деяких відмінностей між розрахунками і експериментом, а також напрями перспективних досліджень з метою додаткового аналізу адекватності числового моделювання.

Ключові слова: відривні потоки, турбулентний пограничний шар, ударні хвилі, чисельне моделювання.

DEVELOPMENT MECHANISMS AND NUMERICAL MODELLING POSSIBILITIES OF SUPERSONIC TURBULENT SEPARATED FLOWS

A.A. Zheltovodov

A generalization of systematic results of experimental and computational research which characterize the turbulent separated flows development mechanisms arising in the vicinity of supersonic vehicles various structural elements in conditions of two- and three-dimensional shock wave/turbulent boundary layer interactions is performed. The possibilities of modern numerical calculations for predicting the properties of such flows are demonstrated. Possible reasons of some differences between the calculations and experimental data are discussed as well as directions of the perspective research for additional analysis of the numerical modelling adequacy.

Key words: separated flows, turbulent boundary layer, shock waves, numerical modelling.

Желтоводов Александр Андреевич – канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, Федеральное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук СО РАН, Новосибирск, Россия.