

ОСОБЕННОСТИ ЗАРОЖДЕНИЯ И РАЗВИТИЯ ЗОН РЕЦИРКУЛЯЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ В СДВИГОВЫХ СЛОЯХ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ

Г. Ф. Глотов

*Центральный аэрогидродинамический институт,
140160 Жуковский*

На основе экспериментальных исследований автора и анализа литературных данных (Чжен, Коркеги, Холден, Сеттлс, Нейланд, Желтоводов и др.) для сверхзвуковых потоков приведены схемы течения и границы потери устойчивости сверхзвуковых и дозвуковых сдвиговых слоев (вихревой шнур, пограничный слой) при их взаимодействии со скачками уплотнения (СУ), сопровождающейся возникновением зон рециркуляционного течения (ЗРТ) или отрывом. Установлено, что зарождение ЗРТ (отрыва) в сдвиговом слое, в отличие от развитого отрыва, зависит от параметров слоя (минимальное число Маха и др.) интенсивности СУ.

Из многочисленных исследований [1–15] известно возникновение отрыва или образование ЗРТ при взаимодействии СУ со сдвиговыми слоями (пограничный слой, вихревой шнур или след). Одним из важных вопросов является уточнение условий зарождения отрыва или ЗРТ в различных ситуациях. При этом представляется необходимым дальнейшее уточнение свойств течений на стадии перехода от режимов локального отрыва к развитому (крупномасштабному) отрыву.

Изучение этих явлений с целью достижения более глубокого физического понимания представляет научный и практический интерес, в частности, для разработки методов управления аэродинамическими характеристиками летательных аппаратов. Существующий пробел частично восполняется в данной работе, где исследуется механизм потери устойчивости к зарождению ЗРТ сверхзвукового и дозвукового сдвиговых слоев при их взаимодействии с СУ и приводятся примеры развития ЗРТ.

Поставленная задача может быть сведена к задаче о деформации (разрушении) скачка уплотнения при его взаимодействии с вихревым потоком. С этой целью изучается взаимодействие СУ с двумя характерными типами регулярных вихревых структур — с продольным вихревым шнуром в сверхзвуковом потоке и с крупномасштабными регулярными поперечными вихрями, образующимися в пограничном слое. Эти задачи можно параметрически представить как определение предельных углов поворота вихревого потока на скачке уплотнения:

$$\theta_* = f(p_2/p_1, \theta, T_w, Re_\tau \text{ или } \bar{u}_\tau, Sr).$$

Здесь к традиционным критериям подобия типа числа Маха потока M_1 , приведенного угла поворота $\bar{\theta} = \theta/\sqrt{M_1}$, числа Рейнольдса Re и температурного фактора стенки T_w добавлены параметры, в общем случае характеризующие интенсивность скачка и вихря: отношение давлений на скачке p_2/p_1 , приведенная циркуляция вихря $Re_\tau = u_\tau d_B/\nu$ или степень завихренности \bar{u}_τ , представляющая отношение максимальной тангенциальной составляющей скорости вихря u_τ к продольной скорости потока u_1 , и число Струхала $Sr = fd_B/u_\kappa$ (f — частота следования крупных

поперечных вихрей, d_v — диаметр вихря, u_k — конвективная скорость переноса вихрей).

Обе задачи изучались экспериментально. Интерференция вихревого шнура со скачком уплотнения исследовалась на модели, представляющей собой цилиндр диаметром 50 мм с коническим носком, имеющим угол полураствора $\theta_c = 41 \div 47^\circ$. Изучение интерференции пограничного слоя со скачком уплотнения перед щитком проводилось на модели осесимметричного щитка с углом $\theta_f = 25,5$ и 27° . Щиток длиной 70 мм устанавливался на осесимметричном конусе ($\theta_c = 5^\circ$) на расстоянии 310 мм от его носка.

Эксперименты проведены в двух сверхзвуковых аэродинамических трубах, имеющих плавное изменение M_1 ($M_1 = 1,8 \div (3,5) 4$), при турбулентном режиме течения. Значения Re при уменьшении M_1 от 3,5 (4) до 1,8 изменялись в диапазоне $(3 \div 6) \cdot 10^7$ 1/м, а скоростной напор $q = (0,5 \div 1,2) \cdot 10^5$ Па. Температурный фактор стенки $T_w = 0,92 \div 1,0$. При этом толщина пограничного слоя на конусе перед щитком, согласно расчетам, $\delta = 2,0$ мм ($\pm 10\%$).

Использовались традиционные виды диагностики: визуализация картины течения с помощью теневого прибора, в том числе при высокоскоростной киносъемке (частота $f_c = 31$ кГц), и измерение давлений на поверхности обтекаемого тела. Для щитка с $\theta_f = 27^\circ$ измерялась также пульсация давления в одной точке на щитке на расстоянии $\Delta x = 3,5$ мм от его носка ($\Delta x/\delta = 1,8$). Для этого использовался датчик пульсаций давления (мессдоза на основе датчика ДМИ-06) с собственной частотой ≤ 5 кГц.

Основной методический прием, позволивший получить подробные характеристики зарождения и развития ЗРТ, — значение M_1 в каждом эксперименте при заданной геометрии модели изменялось с малым шагом ($\Delta M = 0,1 \div 0,3$). Эксперимент начинался с большего значения M_1 и проводился сначала с уменьшением M_1 , а следовательно, и интенсивности скачка $\bar{p}_2 = p_2/p_1$ (прямой ход), а затем с их увеличением (обратный ход).

Рассмотрим подробнее каждую задачу.

1. Взаимодействие скачка уплотнения со сверхзвуковым сдвиговым слоем. Свободный сверхзвуковой сдвиговый слой может образоваться при распространении сверхзвуковой струи в сверхзвуковом потоке или при генерации в потоке вихревого шнура (минимальное число Маха продольной скорости $M_m > 1$) путем, например, установки стреловидного крыла. Ввиду устойчивости вихревого шнура он оказался благоприятным объектом для исследований поставленной задачи.

Образование развитой ЗРТ при взаимодействии вихревого шнура с интенсивным скачком уплотнения в сверхзвуковом потоке установлено в [6].

Механизм разрушения скачка уплотнения и деформации вихревого шнура, а также граница разрушения в параметрах $\theta, p = f(M_1)$ были определены автором [7].

Для случая взаимодействия вихревого шнура с коническим скачком уплотнения на рис. 1, а приведены изменения по M_1 характерных картин течения и углов поворота сдвигового слоя (θ_c и θ_0): точки 1 — без разрушения вихря, 2 — начало разрушения, 3 — развитая отрывная зона, θ_0 — угол развитой рециркуляционной зоны, θ_s — угол поворота потока, соответствующий переходу к дозвуковому течению за скачком ($M_2 = 1$), θ_{II} — расчетный угол, θ_{IIz} — экспериментальный [7] предельный угол поворота потока на конусе, при превышении которого возникает отсоединенная ударная волна, M_{II} — граничное число Маха потока, отвечающее углу θ_{II} , заштрихованная область углов конуса $\theta_c = f(M_1)$ соответствует дозвуковому течению за присоединенным к носку конуса скачком уплотнения.

Показано, что с уменьшением M_1 при $\theta_c = \text{const}$ ($\theta_c < \theta_s$) вихревой шнур проходит скачок ($M_2 > 1$) без деформации; в области углов $\Delta\theta = \theta_s \div \theta_{II}$, отвечающих дозвуковому течению за скачком ($M_2 < 1$), в вихревом шнуре образуется прямой скачок уплотнения, отошедший вверх по потоку на расстояние Δl от проекции конического скачка, а при углах $\theta_c > \theta_{II}$ ($M_1 < M_{II}$) происходит разрушение вихревого шнура с образованием развитой рециркуляционной зоны (длина последней для $\theta_c = 45^\circ$ $l_0/d_b \approx 15$). При этом разрушении углы расширения развитой ЗРТ, как видно из рис. 1,а, соответствуют данным [7] для критического отрыва осесимметричного турбулентного пограничного слоя. Таким образом, при переходе к режимам $\theta_c > \theta_{II}$ происходит резкое уменьшение начального угла поворота потока в зоне интерференции от θ_c до θ_0 , что на рис. 1,а отмечено стрелкой.

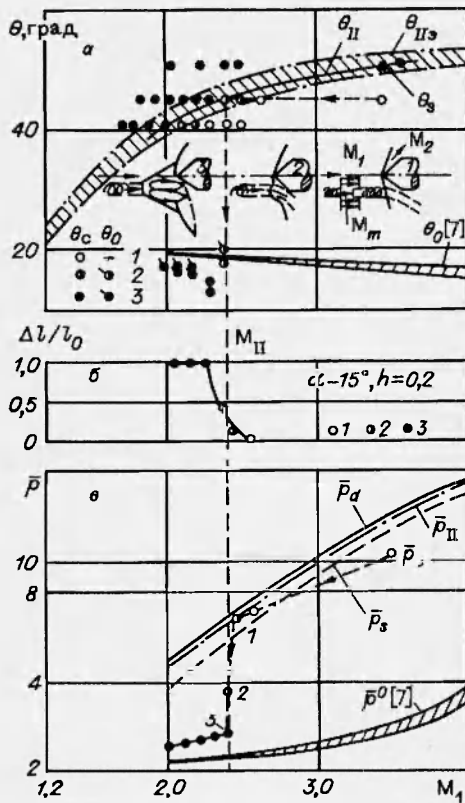


Рис. 1

вихревого шнура (сверхзвуковой сдвиговый слой) не зависит от вязкости и определяется газодинамической структурой потока в вихревой струйке (в основном провалом в профиле скорости и давления торможения). Только на последующих стадиях развития картины разрушения включаются существенно вязкие эффекты, формируются протяженные сдвиговые слои и достигается новое устойчивое состояние с развитой (крупномасштабной) рециркуляционной зоной.

Итак, в экспериментах установлено, что разрушение вихря начинается при углах конуса $\theta_c \geq \theta_s$, соответствующих $M_2 < 1$. Предельная интенсивность скачка уплотнения при этом $\bar{p}_s = (0,86 \div 0,92) \cdot \bar{p}_d$, где \bar{p}_d — повышение давления в прямом скачке (рис. 1,б). Согласно расчетам, для случая взаимодействия вихревого шнура с плоским косым скачком из

Изменение при этом относительной длины перемещения прямого скачка в вихревом шнуре $\Delta l/l_0$ дано на рис. 1,б.

Измерения давления на поверхности конуса $p_c = p_c/p_1$ ($\theta_c = 45^\circ$) в точке пересечения с ним оси невозмущенного вихря показывают его плавное снижение при уменьшении M_1 в области, где $M_2 > 1$, и резкое снижение до критического давления осесимметричного отрыва \bar{p}^0 при перемещении скачка по вихрю и образовании развитой ЗРТ (рис. 1,в).

В [7] отмечено влияние на начало разрушения вихря положения вихревого шнура относительно оси конуса h и угла атаки генератора вихря α , т. е. параметра \bar{u}_r . Как видно из рис. 1, при $h = 0,2$ переходный процесс соответствует некоторой области изменения M_1 ($\Delta M_1 = 0,1 \div 0,2$). Обратный ход этого процесса с точностью до погрешности эксперимента отвечает прямому ходу.

Следовательно, начало разрушения на коническом скачке

условия, что разрушение вихря начинается при соответствующем значении θ_s ($M_2 = 1$), предельная интенсивность скачка $\bar{p}_s = (0,76 \div 0,82) \cdot \bar{p}_d$ при $M_1 = 2 \div 4$. С этой оценкой согласуются данные эксперимента [8]: $\bar{p}_s = (0,7 \div 0,8) \cdot \bar{p}_d$ при $M_1 = 2 \div 2,5$.

Таким образом, эксперименты с вихревым шнуром подтверждают возможность безотрывного поворота потока со сверхзвуковым сдвиговым слоем ($M_m > 1$, $u_m/u_1 \rightarrow 1$) на углы, близкие к предельным значениям, и образования ЗРТ при $\theta_c \geq \theta_s$. Подобную же картину взаимодействия следует ожидать при взаимодействии скачка со сдвиговым слоем между спутными сверхзвуковыми потоками ($M/M_1 < 1$).

В [7] приведены также результаты, показывающие образование в неизобарической струе при взаимодействии вихревого шнура (или следа за телом) с центральным скачком уплотнения свободновисящей рециркуляционной зоны, не ограниченной телами в продольном направлении. Установлена ее аналогия зоне отрыва пограничного слоя на центральной игле и вихревого следа за телом.

2. Зарождение отрыва пограничного слоя перед щитком. Из исследований стационарных условий формирования отрыва в пристенном сдвиговом слое сверхзвуковых потоков [1-5, 9-11] известно, что с увеличением угла щитка θ_f или противодействия картина его обтекания и характер изменения давления на стенке существенно изменяются.

В соответствии с этим изменением можно выделить три области характерных режимов течения (рис. 2,а): *0* — безотрывное обтекание при $\theta_f < \theta_0$; *I* — зарождение и развитие отрыва — обтекание щитка с отрывом, локализованным в пристенной части пограничного слоя ($\theta_0 \leq \theta_f < \theta_1$), $\bar{p}^0 < \bar{p}_2 < \bar{p}_1$; *II* — течение с развитым крупномасштабным отрывом при $\theta_f > \theta_1$, $p_1 = f(M_1)$. В этих условиях углы расширения развитой отрывной зоны (рис. 2,а, квадратные значки) примерно отвечают данным для критического угла отрыва плоского турбулентного пограничного слоя θ_0 [1, 3]. Предельные эмпирические зависимости θ_1 , $\bar{p}_1 = f(M_1)$ для турбулентного пограничного слоя по данным [1, 3, 9] приведены на рис. 2.

Большой интерес представляет определение моментов зарождения локального отрыва и начала формирования крупномасштабного отрыва. Хотя наблюдается прогресс в расчетах таких течений численными методами (см., например, [16]), наиболее достоверным путем решения задачи остается эксперимент. Экспериментально установлено, что начало локального отрыва примерно соответствует критическому отношению давлений на скачке [10] и, следовательно, углу поворота потока, равному критическому углу отрыва плоского турбулентного пограничного слоя $\bar{\theta}_f \approx \theta_0$ (рис. 2,а). Такие же характеристики получены для взаимодействия с пограничным слоем падающего на стенку скачка уплотнения [2].

В соответствии с классическими представлениями главным признаком развитого отрыва является отклонение от поверхности не только пристенной, но и внешней части пограничного слоя. Определенные различными методами границы начала этого режима для плоского и осесимметричного течений показаны согласно [3, 9] на рис. 2,а. Автором уточнена граница перехода к развитому отрыву (рис. 2,а, заштрихованная стрелка) в экспериментах с обтеканием конического щитка на основе анализа данных об изменении длины отрывной зоны ЗРТ $\Delta l/\delta$ (рис. 2,б) и пульсаций давления σ на поверхности щитка (рис. 2,в). Начало стрелки (рис. 2,а) отвечает характерному значению M_1 , определенному (с учетом точности) из рис. 2,б,в, а конец стрелки — определенному по пульсациям давления (рис. 2,в) началу развитого отрыва.

Длина Δl находилась на основе измерений по теневым фотографиям

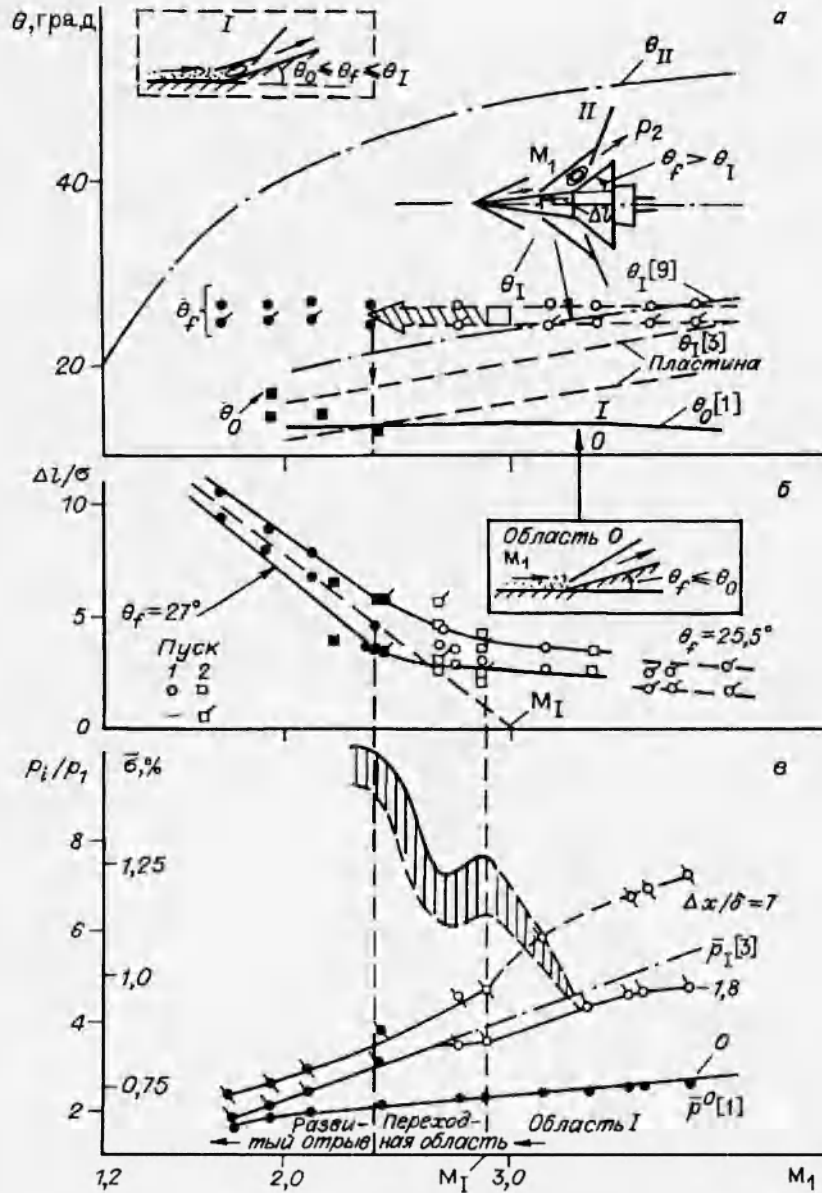


Рис. 2

течения расстояния от носка щитка ($\theta_f = 27^\circ$) до основания отрывного скачка для двух противостоящих образующих конуса (рис. 2, б). Видно, что с уменьшением M_1 наблюдается область линейного роста протяженности отрыва до примерно $\Delta l/\delta = 3$, которая после некоторого переходного участка сменяется областью более быстрого практически линейного роста отрывной зоны (черные точки).

Значение M_1 по данным рис. 2, б определено экстраполяцией, проведенной методом наименьших квадратов (штриховая линия) через черные точки до $\Delta l/\delta = 0$. Полученное значение $M_1 = 3,0 (\pm 0,2)$ близко к полученному по пульсациям давления $M_1 = 2,9$ (рис. 2, в) для начала переходной области. Положение конца переходной области по пульсациям давления хорошо соответствует выходу на новый линейный участок данных на

рис. 2,б. Определенное таким образом начало перехода к развитому отрыву (начало заштрихованной стрелки на рис. 2,а) хорошо соответствует обобщению [9].

Установлено, что граничные значения M_1 при прямом и обратном (см. значки с черточкой) ходе процесса совпадают.

Характер полученных в измерениях осредненных давлений по длине щитка качественно такой же, как в экспериментах с плоским щитком [11], где при $M_1 = 2,85$ исследованы характеристики течения для $\theta_f = 8^\circ$ (область θ), 16° (область I), 20° (граничное значение ($\approx \theta_1$) или начало переходной области), 24° (развитый отрыв). Характерно, что лишь с достижением области начала формирования развитого отрыва для двумерного случая при $\theta_f = 20 \div 24^\circ$ (рис. 2,а, обобщение [3]) отношение давлений в отрывной области в окрестности вершины угла достигает критического значения \bar{p}^0 . Примеры изменения давления $p_i = p_i/p_1$ в точках щитка ($\theta_f = 27^\circ$), расположенных от его носка на расстояниях $\Delta x/\delta = 0; 1,8$ и 7 , для осесимметричной модели приведены на рис. 2,в.

Относительные давления в угловой точке щитка ($\Delta x/\delta = 0$) на такой модели во всем исследованном диапазоне $M_1 = 3,8 \div 1,8$ равны критическому отношению давлений \bar{p}^0 , что, согласно границе [9], соответствует режимам, близким к развитому отрыву. Повышение давления на щитке ($\Delta x/\delta = 1,8$) при $M_1 < 2,6$ отвечает зависимости $\bar{p}_1 = f(M_1)$ [3].

Примечательно, что определенное на рис. 2,б граничное значение $M_1 = 3,0 (\pm 0,2)$ соответствует характерному изменению зависимости для приведенных величин среднеквадратичных пульсаций давлений $\bar{\sigma} = \sigma/0,7p_1M_1^2$, измеренных в точке, расположенной вблизи основания щитка ($\Delta x/\delta = 1,8$, рис. 2,в). Видно, что с уменьшением числа Маха, начиная с $M_1 = 2,9$, на уровне $\sigma > 1\%$ наблюдается участок стабилизации флуктуации. Отметим, что соответствующие значения $\bar{\sigma}$, полученные на этой же модели для чистого конуса [17], составляют $0,2 \div 0,36\%$ при $M_1 = 3,5 \div 2$. С уменьшением M_1 переход из области I с локальной отрывной зоной ($M_1 > M_1$) к области II с развитым отрывом, когда угол отрыва в ЗРТ становится равным θ_0 (рис. 2,а), отвечает переходной области $\Delta M = 0,3 \div 0,4$, где σ резко увеличивается (рис. 2,в). В соответствии с поведением пульсаций давления значения $M_1 = 2,4$ и $2,9$ можно принять в качестве левой и правой границ области перехода к развитому отрыву.

Таким образом, подтвержден основной физический результат других исследований, заключающийся в том, что формирование развитого отрыва происходит при значениях $\theta_1 > \theta_0$, $\bar{p}_1 > \bar{p}^0$, существенно превосходящих критические величины отрыва. Обнаружена определенная взаимосвязь в поведении осредненных характеристик и пульсаций давления в этих условиях. Заметим, что приведенные данные соответствуют диапазону чисел Рейнольдса по толщине пограничного слоя $Re_\delta = (0,6 \div 1,2) \cdot 10^5$. С целью полного исключения возможного влияния ламинарно-турбулентного перехода на характер пульсаций в дальнейшем необходимо повторить подобные исследования при более высоких числах Рейнольдса.

Как видно, уточнение особенностей зарождения и развития отрыва требует более глубокого изучения нестационарных характеристик взаимодействия. Предположение о нестационарном характере взаимодействия скачка с пограничным слоем высказал еще Богдонов (1955 г.), а затем подтвердил экспериментально Холден [2]. В последние годы число публикаций на эту тему значительно возросло. Принципиально новые результаты были получены в серии работ, выполненных американскими исследователями (см., например, [12–15]). На основе тонких измерений пульсаций давления на стенке перед щитком ($\theta_f = 16; 20$ и 24°) при $M_1 = 2,85$ в [12] показано, что характер пульсаций давления в невозмущенном по-

граничном слое обусловлен главным образом турбулентной конвекцией, вызванной крупномасштабными турбулентными вихрями, образующимися в слое с частотой $f = (5 \div 10)$ кГц. На основе корреляционных зависимостей для пульсаций давлений (в основном для щитка с $\theta_f = 24^\circ$) сделан вывод, что в зоне возникновения отрыва (зона перемежаемости) пульсации давления зависят от колебаний скачка, а конвекция турбулентности особой роли не играет. В самой отрывной зоне пульсации давления имеют сложную структуру, которая определяется несколькими факторами: крупными вихрями, движущимися в направлении потока над отрывной зоной; возмущениями, распространяющимися вдоль стенки (из зоны присоединения оторвавшегося сдвигового слоя на щитке) в противоположном направлении; остаточными эффектами колеблющегося скачка. Показана также трехмерная структура скачка в поперечном направлении, что может быть связано с соответствующей структурой больших вихрей.

В [13] на основе анализа данных в основном для развитого отрыва ($\theta_f = 24^\circ$, обтекание цилиндра и др.) в зоне перемежаемости отмечается корреляция частот колебаний скачка и выбросов в пристенной части пограничного слоя. Вместе с тем обращается внимание на сложность интерпретации изучаемой интерференции из-за одновременного проявления двух физических эффектов — пульсирующего движения скачка вверх — вниз по потоку, которое накладывается на конвективную передачу турбулентных крупномасштабных вихрей вниз по потоку. Показано, что имеют место турбулентная флуктуация в области дозвукового течения, т. е. в ЗРТ, и глобальные флуктуации самой этой области.

В [14] для обтекания щитка с $\theta_f = 28^\circ$ при $M_1 = 5$, что соответствует граничным значениям θ_1, M_1 , на основе измерений пульсаций давлений перед щитком с помощью восьми микрофонов при использовании ЭВМ восстановлена траектория движения скачка уплотнения. Утверждается, что это движение не имеет явных или периодически повторяющихся структур. Точка основания скачка колеблется случайным образом, причем с большей скоростью против потока по сравнению со скоростью движения вниз по потоку.

Тем не менее в [15] при исследовании той же модели на основе обнаруженной корреляции между некоторыми типами турбулентного движения в пограничном слое и движением скачка делается вывод, что высокочастотные колебания скачка вызваны крупномасштабными структурами, сносимыми в область взаимодействия.

Итак, во всех известных работах, несмотря на значительный прогресс в изучении сложных нестационарных явлений, установить единую и ясную физическую картину на стадиях зарождения и развития отрыва не удалось. Представления о природе нестационарности разнообразны и противоречивы. Это связано, по-видимому, с отсутствием у авторов достаточных данных по визуализации нестационарной картины и соответственно логичной физической модели течения. Построение такой модели осложняется также отсутствием данных о нестационарном характере для дискретных режимов течения.

С целью объяснения обнаруженных особенностей нестационарного течения на стадии формирования развитого отрыва автором проанализировано поведение крупномасштабных поперечных вихрей, существующих во внешней области турбулентного пограничного слоя. Основная идея заключается в том, что особенности в поведении таких вихрей должны проявиться, во-первых, на режимах, отвечающих верхней части области I , где интенсивность основания скачка наибольшая ($\bar{p} \rightarrow \bar{p}_1 > \bar{p}^0$), и поэтому возможна заметная периодическая деформация скачка уплотнения на вихрях. Картина этой деформации может быть аналогичной взаимодействию

вихревого кольца с плоской ударной волной, характеризуемому локальным искривлением и выпучиванием скачка в зоне кольца [18]. Во-вторых, предполагалось, что отход от поверхности внешней части пограничного слоя на этапе развития отрыва также может повлиять на особенности нестационарного отрыва.

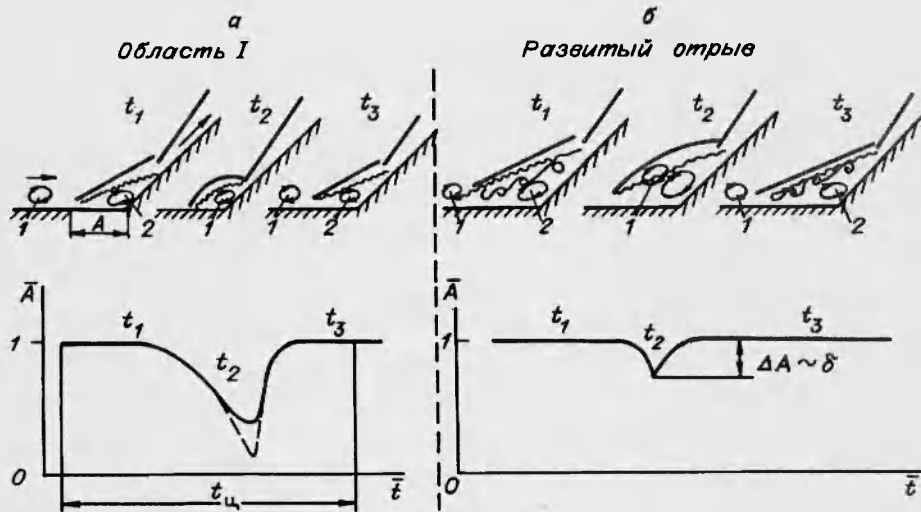


Рис. 3

Теневые фотографии скоростной киносъемки показали, что в условиях локального отрыва при $M_1 = 2,9 \div 3,5$ действительно наблюдается периодическая деформация основания скачка уплотнения, возникающего перед щитком. Характерные схемы течения для одного цикла и пример изменения амплитуды высокочастотных колебаний скачка приведены на рис. 3, а. Изменение скачка от линейного до выпуклого (на втором кадре) интерпретируется как результат взаимодействия скачка с крупным вихрем. Процесс этот периодичен (при $\theta_f = 27^\circ$, $M_1 = 3,5$ имеем $f = 7,8$ кГц ($\pm 10\%$), $St = 0,03$). Можно полагать, что более интенсивный и крупномасштабный вихрь 1 из внешней части пограничного слоя замещает вихрь 2 в локальной отрывной зоне и в течение определенной части цикла препятствует распространению возмущений вверх по потоку, т. е. действует как кратковременный дроссель. При $M_1 = 2,8 \div 2,5$ длина отрывной зоны начинает увеличиваться быстрее, а интенсивность основания скачка и влияние взаимодействия вихрей со скачком на общую картину ослабевают.

По-видимому, в переходной области в процессе оттеснения внешней части пограничного слоя вместе с вихрями 1 в ЗРТ усиливается передача возмущений вверх по потоку.

При образовании развитого отрыва ($M_1 \leq 2,4$) вихрь 1 за скачком полностью оттесняется от поверхности вместе с оторвавшимся слоем смешения, и основную роль начинают играть возмущения, приходящие в зону отрыва из области присоединения (рис. 3, б). Это приводит к низкочастотным колебаниям скачка ($f \sim 1$ кГц), на которые накладываются высокочастотные возмущения ΔA , возникающие при взаимодействии вихря со скачком, но они играют уже второстепенную роль. Заметим, что эта система значительно сложнее, чем при зарождении отрыва, и, видимо, поэтому в [13], где именно она изучалась, не удалось существенно продвинуться в понимании физики нестационарных процессов.

Характер изменения числа Струхала по M_1 , отражающего высокочастотные взаимодействия крупных вихрей со скачком ($f = 4 \div 8$ кГц), каче-

ственно соответствует изменению пульсаций давления $\bar{\sigma}$ на поверхности щитка. В частности, наблюдается выполаживание значения $Sr \approx 2 \cdot 10^{-2}$ при $M_1 \sim M_I$ и рост Sr при $M_1 < M_I$ ($Sr = (2 \div 4) \cdot 10^{-2}$ при $M_1 = 2,7 \div 2,2$).

Таким образом, различное поведение вихрей как бы «визуализирует» разные фазы развития крупномасштабного отрыва и уточняет границы этого процесса.

Хотя, несомненно, необходимы более тщательные исследования и более обширная информация о нестационарных характеристиках течения, полученные результаты и предложенная модель взаимодействия открывают новые возможности в решении поставленной задачи, а также в управлении процессом развития отрыва. Учет предлагаемой физики нестационарных эффектов важен также для построения новых моделей таких течений.

Таким образом, предварительно установлено, что при зарождении развитого отрыва проявляются характерные изменения в особенностях периодического взаимодействия со скачком уплотнения крупномасштабных вихревых структур, регулярно образующихся в турбулентном пограничном слое. Предложена физическая модель, объясняющая нестационарные эффекты на этапе зарождения развитого отрыва, и получено предварительное экспериментальное ее подтверждение. Уточнены границы формирования развитого отрыва.

Подводя итоги изучения зарождения ЗРТ для двух видов сдвигового слоя (вихревой шнур и пограничный слой) в квазистационарных потоках, отметим, что в обоих случаях даже на прямом ходе процесса (при постепенном увеличении противодавления) имеет место своеобразная последовательность изменения картины течения. При $\bar{p}_2 > p^0$ ($\theta_i > \theta_0$) течение остается не полностью развитым, и только при $\bar{p}_2 > \bar{p}_*$ ($\theta_i > \theta_*$) формируется крупномасштабная рециркуляционная зона с характерными для развитого отрыва предельными параметрами осредненного течения (\bar{p}^0, θ_0), практически не зависящими от вида сдвигового слоя. При этом наблюдается определенная стабилизация и нестационарных процессов в пристенной отрывной зоне.

Однако условия и механизм зарождения ЗРТ существенным образом зависят от вида сдвигового слоя, в частности от характерного минимального числа Маха течения в нем ($M_m \geq 1$), и определяются невязкими или (и) нестационарными эффектами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. К. Управление отрывом потока. М.: Мир, 1979.
2. Holden M. Shock wave-turbulent boundary layer interaction in hypersonic flow. N. Y., 1972. (Pap. / AIAA; N 74).
3. Коркеги Р. Сравнение начальных стадий отрыва плоского и пространственного пограничного слоев, обусловленного взаимодействием со скачками уплотнения // Ракетная техника и космонавтика: Пер. журн. AIAA Journal. 1975. Т. 13, № 4. С. 147–149.
4. Нейланд В. Я. Асимптотические задачи теории вязких сверхзвуковых течений // Тр. ЦАГИ. 1974. Вып. 1529.
5. Гогиш Л. В., Степанов Г. Ю. Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979.
6. Затолока В. В., Иванюшкин А. К., Николаев А. В. Интерференция в воздухозаборнике. Разрушение вихрей // Уч. зап. ЦАГИ. 1975. Т. 6, № 2. С. 134–138.
7. Глотов Г. Ф. Интерференция вихревого шнура со скачками уплотнения в свободном потоке и неизобарических струях // Уч. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20, № 5. С. 21–32.

8. **Иванюшкин А. К., Коротков Ю. В., Николаев А. В.** Некоторые особенности интерференции скачков уплотнения с аэродинамическим следом за телом // Там же. С. 33-42.
9. **Безменов В. Я., Осипов В. В., Плешакова Л. А., Юшин А. Я.** Влияние охлаждения стенки на отрыв сверхзвукового пограничного слоя при обтекании конуса с коническим щитком // Уч. зап. ЦАГИ. 1986. Т. 12, № 5. С. 44-54.
10. **Желтоводов А. А., Максимов А. И., Шилейн Э. Х.** Развитие турбулентных отрывных течений в окрестности скользящих скачков уплотнения // Взаимодействие сложных пространственных течений: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теорет. и прикл. механики. 1987. С. 67-91.
11. **Сеттлс Г., Фицпатрик Т., Богдонов С.** Подробное исследование присоединенного и близкого к отрывному обтекания угла сжатия сверхзвуковым потоком при больших числах Рейнольдса // Ракетная техника и космонавтика: Пер. журн. AIAA Journal. 1979. Т. 17, № 6. С. 43-51.
12. **Мак К., Андреопулес Дж., Дюссож Ж.** Взаимодействие нестационарного скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем // Аэрокосмич. техника. 1988. № 12. С. 80-90.
13. **Dolling D., Brusniak L.** Separation shock motion in fin, cylinder and compression ramp-induced turbulent interactions // AIAA Journal. 1989. V. 27, N 6. P. 734-742.
14. **Boitnott T.** Video visualization of separation shock motion from measured wall pressure signals in mach 5 compression ramp interaction. N. Y., 1990. (Pap. / AIAA; N 90-0074).
15. **Eringil M., Dolling D.** Correlation of separation shock motion with pressure fluctuations in the incoming boundary layer // AIAA Journal. 1991. V. 29, N 11. P. 1866-1877.
16. **Zheltovodov A. A., Borisov A. V., Knight D. D., et al.** The possibilities of numerical simulation of shock waves // Boundary layer interaction in supersonic and hypersonic flows: Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research, Aug. 31-Sept. 4, 1992, Novosibirsk, Russia. Novosibirsk, 1992. Pt 1. P. 164-170.
17. **Коронцвит Ю. Ф.** Влияние относительной ширины препятствия на параметры отрывной зоны // Теория и конструкция двигателей летательных аппаратов: Тр. 17 Науч. чтений по космонавтике. М., 1993. С. 63-66.
18. **Шугаев В. Ф.** Взаимодействие ударных волн с возмущениями. М., 1983.

*Поступила в редакцию 10/XII 1993 г.,
в окончательном варианте — 14/XI 1994 г.*
