

УДК 532.526

ПЕРЕХОД К ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ОБРАЗОВАНИЕ РЕГУЛЯРНЫХ ВИХРЕЙ В ЗОНЕ ОТРЫВА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Н.Д. ДИКОВСКАЯ, А.В. ДОВГАЛЬ, А.М. СОРОКИН

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
Новосибирск*

В аэродинамической трубе исследовано течение несжимаемого газа в зоне отрыва ламинарного пограничного слоя за двумерным выступом поверхности плоской пластины. Получены данные о влиянии размера выступа и числа Рейнольдса на формирование неустойчивого отрывного течения, в котором доминируют процесс ламинарно-турбулентного перехода либо развитие упорядоченных вихревых структур. Сопоставление результатов эксперимента и расчетов по линейной теории устойчивости показало, что начальная фаза усиления колебаний, инициирующих переход к турбулентности, определяется локальными характеристиками оторвавшегося слоя. В другом режиме течения анализ локальной устойчивости не дает хорошего совпадения с экспериментом: сравнение результатов измерений с опубликованными данными других исследований дает основание связать возникновение квазипериодических вихрей с глобальными свойствами течения.

1. ВВЕДЕНИЕ

В различных задачах аэродинамики весьма часто приходится иметь дело с локальными областями отрыва ламинарного потока (пограничного слоя) или так называемыми отрывными пузырями, в силу чего подобные течения служат объектом многолетних исследований, направленных на разработку надежных методов расчета их характеристик и оптимальных методов управления отрывным обтеканием тел. Общим свойством локальных отрывных течений является их гидродинамическая неустойчивость, определяющая развитие возмущений течения в отрывной зоне, которое оказывается нестационарным уже при достаточно малых числах Рейнольдса.

Классическая физическая модель двумерной зоны отрыва ламинарного пограничного слоя в случае гидродинамической неустойчивости предполагает взаимосвязь образования этой зоны с процессом перехода к турбулентности за точкой отрыва. На рис. 1, а изображена упрощенная схема подобного течения, основными элементами которой являются отрыв ламинарного пограничного слоя, последующий переход к турбулентности и присоединение турбулизованного течения (более подробную схему можно найти, например, в [1]). В зависимости от условий возникновения отрыва точка перехода может располагаться в пределах отрывной зоны либо вблизи нее, в области присоединения. Это существа дела не меняет, поскольку основным явлением, определяющим характеристики течения, в обоих случаях остается инициированный отрывом ламинарно-турбулентный переход. Данная модель обоснована многочисленными экспериментальными наблюдениями, подтверждающими ее применимость к областям отрыва на аэродинамических профилях, за малыми элементами неровности обтекаемой поверхности, и служит основой для полумпири-

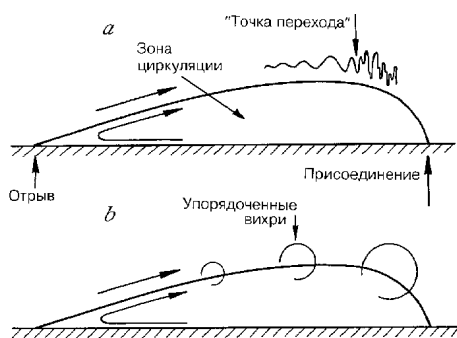


Рис. 1. Локальные области отрыва пограничного слоя в условиях перехода к турбулентности (а) и образования упорядоченных вихрей (б).

ческих расчетов отрывных течений при заданном [2 – 5] или предсказанном по линейной теории устойчивости [6 – 8] положении перехода к турбулентности.

Будучи достаточно универсальной эта модель, вместе с тем, имеет свой диапазон применения. Опубли-

кованные расчетные и экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что для течения в отрывных пузырях характерно, помимо ламинарно-турбулентного перехода, другое явление, связанное с гидродинамической неустойчивостью. Оно заключается в образовании крупномасштабных квазипериодических вихрей, которые возникают в зоне отрыва и выносятся из нее (рис. 1, б). Сход упорядоченных вихрей наблюдается в опыте и получен при численном моделировании областей отрыва за острыми кромками, на аэродинамических профилях и в отрывных пузырях, индуцированных большим градиентом давления во внешнем потоке. Подробный обзор соответствующих экспериментальных данных и ссылки на литературные источники даны в работе [9], результаты расчетов можно найти, например, в [10 – 12]. В этом случае переход к мелкомасштабной турбулентности имеет второстепенную роль, а характеристики течения определяются динамикой организованных вихревых структур. Общая тенденция, обнаруженная при численном моделировании, заключается в том, что образование упорядоченных вихрей в зоне отрыва начинается по мере возрастания числа Рейнольдса, высоты уступа поверхности или градиента давления во внешнем потоке, который индуцирует отрыв пограничного слоя, и достижения ими некоторых критических значений.

Таким образом, известные результаты исследований локальных областей отрыва указывают на то, что изменение условий отрывного обтекания тела может вызвать качественные перемены в характере течения. Изучению этого вопроса и посвящена настоящая работа, цель которой состояла в экспериментальном моделировании течения в локальной зоне отрыва ламинарного пограничного слоя и сопоставлении полученных в разных режимах опытных данных как между собой, так и с результатами расчетов по линейной теории устойчивости.

2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальное исследование было выполнено в дозвуковой аэродинамической трубе МТ-324 ИТПМ СО РАН с закрытой рабочей частью размерами $200 \times 200 \times 800$ мм и степенью турбулентности свободного потока $\varepsilon \approx 0,1$ %. Течение в локальной зоне отрыва моделировалось за двумерным выступом на поверхности плоской пластины, расположенной под нулевым углом атаки (рис. 2). Пластина имела длину 725, ширину 200, толщину 10 мм и была снабжена закрылком, регулировкой которого обеспечивалось безотрывное обтекание ее носика.

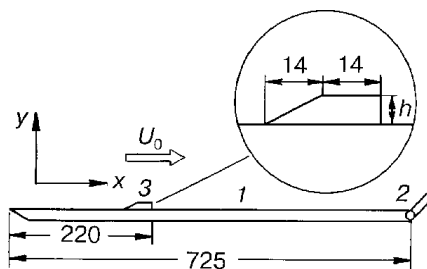


Рис. 2. Экспериментальная модель. 1 — пластина, 2 — закрылок, 3 — выступ.

Отрыв пограничного слоя происходил на расстоянии 220 мм от передней кромки модели за выступами переменной высоты $h = 2$ и 7 мм. Результаты работы получены в “естественных” условиях аэродинамической установки и путем моделирования колебаний, развивающихся в отрывной зоне. В после днем случае возмущения завихренности, нарастающие за точкой отрыва, генерировались внешним акустическим полем от динамического громкоговорителя, расположенного ниже по потоку, за экспериментальной моделью. Средняя во времени и пульсационная компоненты скорости течения измерялись термоанемометром (модель DISA 55M01) с линеаризованной характеристикой и однопунктовыми датчиками. Ниже при изложении результатов используется прямоугольная система координат, в которой x — расстояние в направлении потока, измеряемое от заднего края выступа поверхности пластины, y — нормальная к пластине координата с началом отсчета на ее поверхности; координата z направлена по размаху модели и отсчитывается от ее центрального сечения.

Характеристики возмущений течения в отрывной зоне, определенные в эксперименте, сопоставлялись с результатами расчетов, выполненных в линейном приближении локальной теории гидродинамической устойчивости. Анализ проводился для двумерных периодических во времени колебаний $[u(y), v(y)] \exp[i(\alpha x - \omega t)]$, где $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$, α_r — волновое число, α_i — скорость пространственного нарастания возмущения, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота. Решалась задача на собственные значения уравнения Орра — Зоммерфельда, записанного для амплитуд возмущений вертикальной компоненты скорости $v(y)$:

$$(v'' - \alpha^2 v)'' - [\alpha^2 + iR(\alpha U - \omega)](v'' - \alpha^2 v) + i\alpha R U''' v = 0$$

с граничными условиями

$$v(0) = v'(0) = v(\infty) = v'(\infty) = 0.$$

Здесь штрихи означают дифференцирование по y , амплитуда продольной компоненты пульсаций скорости $u(y)$ связана с величиной $v(y)$ соотношением $u(y) = v'(y) / (-i\alpha)$. Распределения среднего течения $U(y)$ задавались аппроксимацией измеренных величин скорости. Для этого использовались функции вида

$$U(y) = [\text{th}(a(y-d)) + \text{th}(ad)] / [1 + \text{th}(ad)] + (by/d) \exp[-1,5(y/d)^2 + 0,5],$$

моделирующие профиль скорости основного течения в отрывной области [13]. В этом выражении значение a определяется нормировкой координаты y , параметром $b < 0$ задается скорость возвратного течения вблизи стенки; d — расстояние от поверхности до точки перегиба профиля скорости. Решения получены методом Рунге — Кутты четвертого порядка процедурами ортогонализации и прогонки; итерации проводились по методу Ньютона. В расчетах использовалась модифицированная программа [14]. В большинстве случаев собственные значения определялись с точностью 10^{-5} .

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Характеристики среднего течения

Приводимые ниже экспериментальные данные получены в двух режимах измерений. Течение за выступом высотой 2 мм исследовалось при скорости внешнего течения $U_0 = 6,9$ м/с и числе Рейнольдса $Re_h = U_0 h / \nu = 900$; за выступом высотой 7 мм — при $U_0 = 9,9$ м/с, $Re_h = 4500$. Соответствующее этим условиям отношение высоты препятствия к местной толщине невозмущенного пограничного слоя на пластине $h/\delta \approx 0,6$ и $2,4$. Профили средней скорости ла-

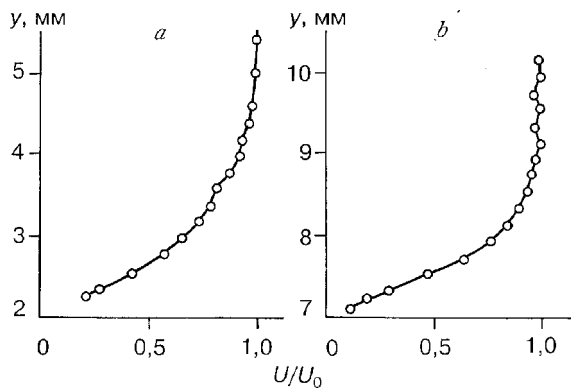


Рис. 3. Профили скорости отрывающегося пограничного слоя при $h = 2$ мм (а), 7 мм (б).

минарного течения, измеренные перед точкой отрыва ($x = -3$ мм), изображены на рис. 3. Отрывающийся пограничный слой имеет следующие интегральные характеристики. В первом случае ($h = 2$ мм) толщина вытеснения $\delta_1 = 0,84$ мм, формпараметр $H = \delta_1/\theta =$

$= 2,30$, где θ — толщина потери импульса, относительная высота выступа поверхности $h/\delta_1 = 2,4$; во втором случае ($h = 7$ мм) $\delta_1 = 0,63$ мм, $H = 2,43$, $h/\delta_1 = 11,1$.

Распределения скорости среднего течения, измеренные за точкой отрыва, показаны на рис. 4. Для прилегающего к поверхности участка течения результаты не приводятся, так как в глубине отрывного пузыря средняя скорость сравнительно мала и сопоставима с амплитудой пульсаций, в силу чего и использованный метод не позволяет получить здесь корректные количественные данные.

Судя по профилям средней скорости присоединение потока к поверхности пластины происходит на расстояниях $x = 40 - 50$ мм и $x = 40 - 60$ мм для $h = 2$ и 7 мм соответственно. При нормировке длины зоны отрыва x_r на высоту препятствия получаем $x_r/h = 20 - 25$ и $5,7 - 8,6$ соответственно, что согласуется с результатами других экспериментальных исследований отрыва ламинарного течения. Данные по протяженности отрывной зоны за элементами неровности обтекаемой поверхности, высота которых сопоставима с толщиной отрывающегося пограничного слоя, приведены в работах [15 - 17]. При относительной высоте элементов неровности и числах Рейнольдса, близких к условиям обтекания выступа $h = 2$ мм в настоящих экспериментах, в [15, 16] получено $x_r/h \approx 20$ за уступом поверхности, а в [17] $x_r/h \approx 15$ за проволочным турбулизатором. Сводка данных по отрыву за уступами, высота которых превышает в несколько раз толщину пограничного слоя, приведена в обзоре [18]: определенная различными авторами относительная длина отрывной зоны лежит в диапазоне $x_r/h = 5,9 - 7,0$.

Сокращение относительного размера отрывного пузыря при увеличении значения h логично связать с изменениями в развитии оторвавшегося течения. На рис. 5 приведены зависимости толщины потери импульса θ , нормированной на ее величину в отрывающемся пограничном слое θ_0 , от продольной координаты. Величина

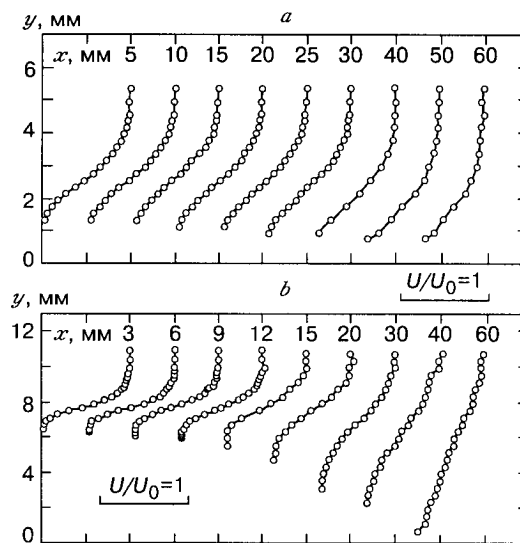
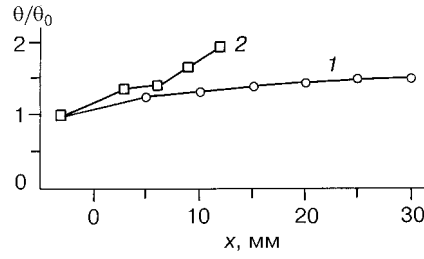


Рис. 4. Профили средней скорости в зоне отрыва при $h = 2$ мм (а), 7 мм (б).

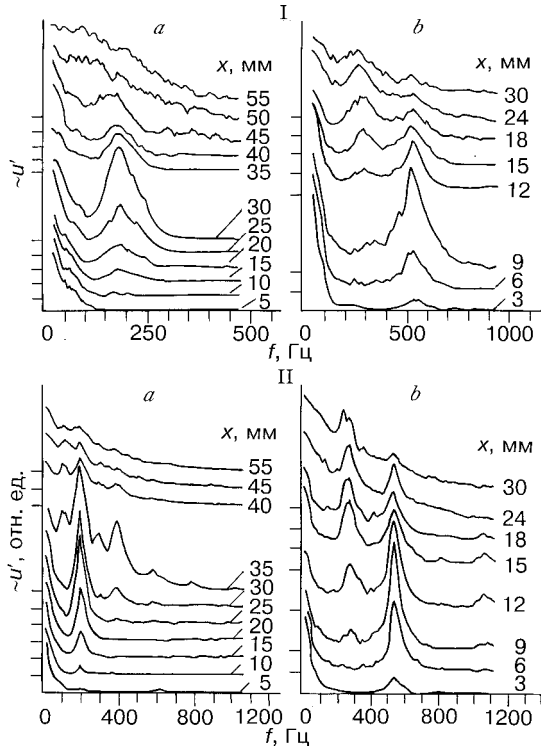
Рис. 5. Изменение толщины потери импульса в направлении потока при $h = 2$ мм (1), 7 мм (2).

θ определялась интегрированием профилей средней скорости, измеренных на начальном участке зоны отрыва: при $x \leq 30$ мм в первом случае и при $x \leq 12$ мм во втором. Здесь, согласно термоанемометрическим данным, позволяющим оценить скорость возвратного течения, последняя не превышала значения $0,01U_0$. В этих условиях толщина потери импульса могла быть определена с хорошей точностью при экстраполяции скорости течения в пристенной области к значению $U = 0$. Обращает на себя внимание разница в скорости расплывания оторвавшегося слоя сдвига, наблюдающаяся в том и другом случае. В течениях за препятствием малой высоты толщина потери импульса изменяется сравнительно медленно. Ее возрастание от точки отрыва до зоны присоединения оценивается величиной $\theta/\theta_0 = 1,5$, что согласуется с данными других работ по отрыву пограничного слоя за уступами на поверхности [15, 16]. В области отрыва за выступом большой высоты перемешивание происходит значительно интенсивнее и толщина слоя сдвига растет быстрее; аналогичная тенденция с увеличением относительной высоты уступа наблюдалась в экспериментах [16].



3.2. Пульсационные характеристики

Эволюция возмущений оторвавшегося пограничного слоя вдоль потока в “естественных” условиях аэродинамической установки иллюстрируется спектрами пульсаций по частоте колебаний (рис. 6, I) в области максимальных значений интенсивности возмущений (вблизи границы зоны циркуляции).



Видно, что в обоих режимах на начальном участке отрывной зоны развивается волновой пакет колебаний, амплитуда которого нарастает с продольной координатой. Ниже по потоку проявляется качественное различие течений за выступами малой и большой высоты. В первом случае ($h = 2$ мм) усиление колебаний приводит к установлению равномерного “турбулентного” спектрального распределения, во втором ($h = 7$ мм) — нарастание “основного” пакета пульсаций сопровождается выделением в спектре возмущений субгармонических колебаний. Более отчетливо указанные различия наблюдаются на аналогичных спектральных

Рис. 6. Спектры пульсаций в “естественных” условиях (I) и при гармоническом возбуждении течения (II) при $h = 2$ мм (a), 7 мм (b).

распределениях, полученных при слабом монохроматическом возбуждении оторвавшегося слоя на частотах, близких к максимально нарастающим в естественных спектрах пульсациям: $f = 195$ Гц для $h = 2$ мм и $f = 530$ Гц для $h = 7$ мм (рис. 6, II). За выступом малой высоты усиление линейного пакета колебаний завершается генерацией их высших гармоник, субгармоники и переходом к сплошному спектру пульсаций, что представляет собой типичную последовательность событий при ламинарно-турбулентном переходе в отрывных пузырях [13]. Особенностью же течения за выступом большой высоты является отчетливый пик на частоте субгармоники колебаний, первоначально нарастающих за точкой отрыва, который доминирует в спектре пульсаций присоединяющегося слоя.

Спектральные характеристики возмущений в течении за выступом высотой $h = 7$ мм отражают процесс возникновения квазипериодических вихревых структур — явление, типичное для течения в следе за плохообтекаемыми телами. Оно наблюдалось экспериментально при отрыве потока на затупленной передней кромке пластины [19, 20] и получено путем численного моделирования течения такой же геометрии [21], а также в расчетах отрыва пограничного слоя, вызванного градиентом давления во внешнем потоке [10, 11, 22], за уступами на поверхности [12, 23], на крыловых профилях [24]. Образование упорядоченных вихрей может происходить при отрыве как ламинарного, так и турбулентного пограничного слоя: в экспериментах [25 – 27] оно наблюдалось при отрыве турбулентного течения за уступами обтекаемой поверхности. Согласно результатам указанных работ, зарождающиеся в отрывной зоне вихри изначально “преимущественно” двумерны (при численном моделировании они описываются решениями двумерных уравнений), растут в направлении потока, взаимодействуя друг с другом, в том числе спариваясь [20, 22, 24 – 26], и достигают максимального размера в области присоединения.

В рассматриваемом случае процесс объединения двух соседних вихрей в более крупные регулярные структуры при обтекании выступа большой высоты выражается в появлении выделенного пика субгармонических колебаний в спектрах пульсаций (диапазон $f = 200 – 300$ Гц, см. рис. 6, I, b). Кинематические характеристики возмущений этих частот согласуются с полученными другими авторами в исследованиях крупномасштабных вихрей, развивающихся в зоне присоединения оторвавшегося слоя. Согласно измерениям фазовая скорость распространения колебаний в области $x = 6 – 20$ мм при слабом гармоническом возбуждении течения на частоте $f = 280$ Гц (отнесенная к скорости внешнего потока) равна 0,57. Конвективная скорость вихрей, полученная в расчетах [11], равна примерно 0,65, авторы [21] указывают диапазон ее изменения от 0,45 до 0,75, экспериментальное же значение по результатам работы [25] составляет 0,58. Безразмерная центральная частота субгармонических колебаний ($f \approx 250$ Гц) $fh/U_0 \approx 0,18$, что совпадает с данными экспериментальных исследований [25 – 27], согласно которым эта величина находится в пределах 0,1 – 0,2. При характерной конвективной скорости вихрей, равной 0,6, пространственный период их следования в направлении потока, отнесенный к длине зоны отрыва, составляет 0,4 – 0,6. В экспериментах по отрыву потока за острыми кромками получена близкая величина — 0,6 – 0,8 [9].

Спариванием вихрей, зарождающихся в зоне отрыва, можно объяснить различие средних во времени характеристик течения в двух режимах измерений (см. рис. 4, 5). В свободных сдвиговых течениях оно является основным динамическим процессом, определяющим развитие слоя смешения [28]. Объединение вихрей в области отрыва за выступом большой высоты интенсифицирует перемешивание в слое сдвига, что выражается в более быстром его расплывании, и способствует относительно раннему присоединению оторвавшегося течения.

3.3. Сравнение экспериментальных данных с результатами анализа локальной устойчивости

Усиление возмущений ламинарного течения в обоих рассмотренных режимах образования зоны отрыва вызвано его гидродинамической неустойчивостью. Начальная стадия развития колебаний в отрывных областях “малых” размеров, где доминирует процесс перехода к турбулентности, исследована в настоящее время достаточно подробно. Результаты экспериментов [13, 29] и прямого численного моделирования [30 – 32] показывают, что характеристики нарастающих возмущений малой амплитуды определяются локальными свойствами течения в оторвавшемся слое и хорошо предсказываются расчетами по линейной теории устойчивости. Источником упорядоченных вихрей, согласно опубликованному данным, является также неустойчивость слоя сдвига вблизи границы зоны циркуляции. Авторы работ [10, 23] численно моделировали неустойчивое течение в областях отрыва, задавая на входе в расчетную область слабую гармоническую волну. Полученные нестационарные решения оказались похожи на результаты расчетов в условиях “естественного” самовозбуждения течений, возникающего при увеличении внешнего градиента давления, индуцирующего отрыв пограничного слоя [10], и высоты уступа на поверхности [23]. Крупномасштабные вихри, зарождающиеся в отрывном пузыре на профиле крыла, были воспроизведены прямым численным моделированием в работе [24]. Выясняя их происхождение, авторы расчетов сравнили частоту следования вихрей с оценкой частоты волн неустойчивости в свободном слое сдвига и пришли к выводу, что вихри возникают в результате невязкой неустойчивости перегибных профилей скорости течения за точкой отрыва.

Более определенно судить о связи образования упорядоченных вихревых структур со свойствами устойчивости течения можно, основываясь на результатах прямого количественного сопоставления экспериментальных и теоретических данных. С этой целью в настоящем исследовании было проведено сравнение измеренных характеристик колебаний, развивающихся за точкой отрыва, с результатами расчетов по линейной теории устойчивости. Сопоставление частот и пространственных инкрементов возмущений $-\alpha_i$ в областях отрыва за выступом малой и большой высоты приводится на рис. 7. Стрелками здесь отмечена центральная частота волнового пакета, с усиления которого начинается развитие возмущений в естественных условиях, точками обозначены скорости нарастания амплитуды гармонических колебаний, возбужденных акустическим источником, измеренные в узкой спектральной полосе (4 Гц). Экспериментальные значения инкрементов определены из аппроксимации зависимости максимальной амплитуды колебаний от продольной координаты на начальном участке отрывной зоны, где закон усиления возмущений близок к экспоненциальному ($u' \sim \exp(-\alpha x)$), в диапазонах $x = 4 - 20$ мм и $2 - 6$ мм для $h = 2$ и 7 мм соответственно. Кривыми показаны рассчитанные диапазоны неустойчивости течения по частоте колебаний. Анализ проведен для профилей средней скорости, измеренных в области развития исходного волнового пакета и определения экспериментальных значений скоростей нарастания в сечениях $x = 10$ мм (1), 15 мм (2),

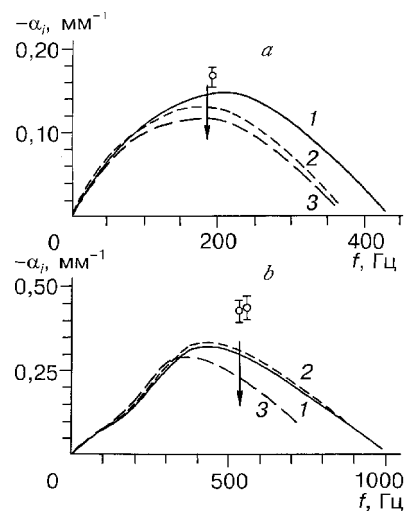


Рис. 7. Пространственные инкременты колебаний в зоне отрыва при $h = 2$ мм (а), 7 мм (б).

Поясн. см. в тексте.

20 мм (3) для $h = 2$ мм и $x = 3$ мм (1), 6 мм (2), 9 мм (3) для $h = 7$ мм. Согласно экспериментальной оценке, скорость возвратного течения вблизи поверхности аппроксимировалась при этом величиной в пределах $0,01 U_0$.

В течении за выступом малой высоты, как и следовало ожидать, результаты теории согласуются с данными эксперимента: центральная частота пакета волн неустойчивости, наблюдаемая в опыте, совпадает с рассчитанным положением максимума инкрементов колебаний в спектре пульсаций, измеренная скорость усиления гармонических возмущений близка к предсказанной теоретически.

В случае $h = 7$ мм результаты заметно расходятся. Частично это можно отнести на счет погрешностей эксперимента и расчетов; главная же причина обнаруженного различия видится в другом. Развитие упорядоченных вихрей связано с глобальными свойствами течения, теория же описывает локальные характеристики его устойчивости. Основанием для такого предположения являются данные других экспериментальных исследований регулярных вихрей в областях отрыва потока. Так, частота выноса вихрей из отрывной зоны, нормированная на ее длину, оказывается практически постоянной в различных геометрических условиях возникновения отрыва: на уступе поверхности и на затупленной передней кромке пластины и цилиндра, расположенного вдоль потока [9]. Иными словами, динамика вихрей коррелирует не с локальными, а с глобальными характеристиками течения — протяженностью отрывной области. Объясняя подобные результаты наблюдений, авторы [39] высказывают предположение о самовозбуждении отрывных течений. Возможность развития глобальных мод неустойчивости в локальных зонах отрыва, подобно течению за плохообтекаемым телом, следует из результатов теории. Согласно данным работ [33, 34], предвестником самовозбуждения сдвигового течения является возникающая на некотором его участке локальная абсолютная неустойчивость, которая может вызвать неустойчивость глобальную. Рост возмущений во времени, происходящий в отрывных областях при определенных условиях, получен, в свою очередь, авторами работ [35 – 37]. Течение может стать абсолютно неустойчивым при увеличении скорости возвратного течения [35], возрастании числа Рейнольдса и внешнего градиента давления [37], а также охлаждении газа в пристенной зоне течения [36]. Появление глобальной неустойчивости с увеличением размеров области отрыва было предсказано в работе [40]. В этом случае “основная” частота, на которой развиваются колебания, не может быть точно определена результатами локального анализа, хотя последний и позволяет оценить ее величину (см. [38]). Различие в рассчитанных и измеренных скоростях усиления колебаний (рис. 7, б) связано, возможно, с нелинейностью возмущений, нарастающих в зоне отрыва в режиме образования упорядоченных вихрей.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, результаты исследования отрывного обтекания ламинарным пограничным слоем двумерного выступа на поверхности пластины, расположенной вдоль потока, показали, что в зависимости от исходных параметров задачи — относительной высоты препятствия и числа Рейнольдса — в зоне отрыва могут реализоваться различные режимы неустойчивого течения.

За выступом относительно малой высоты и при сравнительно низком числе Рейнольдса за точкой отрыва развиваются колебания, начальная фаза усиления которых определяется локальными свойствами устойчивости отрывающегося слоя. Нарастание возмущений сопровождается ламинарно-турбулентным переходом, и образование отрывной зоны происходит согласно традиционной схеме, в которой переходу отводится основная роль.

Увеличение высоты препятствия и числа Рейнольдса влечет за собой изменение характера течения в отрывной области. В последней зарождаются

квазипериодические вихри, которые развиваются и взаимодействуют друг с другом на фоне мелкомасштабной турбулентности. Анализ локальной устойчивости не позволяет в этом случае предсказать с хорошей точностью нарастание возмущений за точкой отрыва. Измеренные в работе характеристики пульсаций, их сопоставление с результатами известных экспериментальных исследований динамики вихревых структур в областях отрыва потока, а также данные, полученные другими авторами теоретически, дают основание предположить влияние глобальных характеристик течения на его устойчивость. В этом отношении результаты настоящей работы подтверждают общую тенденцию, полученную в теории и при численном моделировании течений в локальных областях отрыва пограничного слоя, к их самовозбуждению при достижении параметрами течения критических значений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант № 97-01-00821) и INTAS (Грант No. 96-2225).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Horton H.P. A semi-empirical theory for the growth and bursting of laminar separation bubbles // Aeronaut. Research Council CP. — 1967. — No. 1073.
2. Choi D.H., Kang D.J. Calculation of separation bubbles using a partially parabolized Navier-Stokes procedure // AIAA J. — 1991. — Vol. 29. — P. 1267.
3. Crimi P., Reeves B.L. Analysis of leading-edge separation bubbles on airfoils // Ibid. — 1976. — Vol. 14. — P. 1548 – 1555.
4. Vatsa V.N. and Carter J.E. Analysis of airfoil leading-edge separation bubbles // Ibid. — 1984. — Vol. 22. — P. 1697 – 1704.
5. Dini P., Maughmer M.D. A locally interactive laminar separation bubble model. — AIAA Pap., No. 90-0570, 1990.
6. Dini P., Selig M.S., Maughmer M.D. Simplified linear stability transition prediction method for separated boundary layers // AIAA J. — 1992. — Vol. 30. — P. 1953 – 1961.
7. Drela M., Giles M.B. Viscous-inviscid analysis of transonic and low Reynolds number airfoils // Ibid. — 1987. — Vol. 25. — P. 1347 – 1355.
8. Van Ingen J.L. Research on laminar separation bubbles at Delft University of Technology // Separated Flows and Jets / Eds. V.V. Kozlov, A.V. Dovgal. — Berlin et al.: Springer-Verlag, 1991. — P. 537 – 556.
9. Kiya M. Separation bubbles // Theoretical and Applied Mechanics / Eds. P. Germain, M. Piau, D. Caillerie. — Elsevier Sci. Pub. B.V., 1989. — P. 173 – 191.
10. Bestek H., Gruber K., Fasel H. Self-excited unsteadiness of laminar separation bubbles caused by natural transition // The Prediction and Exploitation of Separated Flow. — London: The Royal Aeronaut. Soc., 1989. — P. 14.1 – 14.16.
11. Pauley L.L., Moin P., Reynolds W.C. The structure of two-dimensional separation // J. Fluid Mech. — 1990. — Vol. 220. — P. 397 – 411.
12. Dallmann U., Herberg Th., Gebing H., Su W.H., Zhang H.Q. Flow field diagnostics: topological flow changes and spatio-temporal flow structure. — AIAA Pap., No. 95-0791, 1995.
13. Dovgal A.V., Kozlov V.V., Michalke A. Laminar boundary-layer separation: instability and associated phenomena // Progr. Aerospace Sci. — 1994. — Vol. 30. — P. 61 – 94.
14. Hanifi A. Stability characteristics of the supersonic boundary layer on a yawed cone // Licentiate Thesis, TRITA-MEK. Technical Report. — Stockholm: Royal Inst. Technology, 1993. — No. 6.
15. Goldstein R.J., Eriksen V.L., Olson R.M., Eckert E.R.G. Laminar separation, reattachment and transition of the flow over a downstream-facing step // Transactions of the ASME, Ser.D. — 1970. — Vol. 92, No. 4. (Голдстин Р.Дж., Эриксен В.Л., Олсон Р.М., Эккерт Е.Р.Г. Отрыв ламинарного пограничного слоя, повторное присоединение и перестройка режима течения при обтекании уступа // Теор. основы инж. расчетов. — 1970. — № 4. — С. 56 – 66.)
16. Sinha S.N., Gupta A.K., Oberai M.M. Laminar separating flow over backsteps and cavities. Part I: Backsteps // AIAA J. — 1981. — Vol. 19. — P. 1527 – 1530. (Синха С.Н., Гупта А.К., Оберай М.М. Ламинарное отрывное обтекание уступов и каверн. Ч. 1. Течение за уступом // РТК. — 1981. — Т. 19, № 12. — С. 33 – 37.)
17. Gibbings J.C., Goksel O.T., Hall D.J. The influence of roughness trips upon boundary-layer transition. Part 1. Characteristics of wire trips // Aeronaut. J. — 1986. — Vol. 90, No. 898. — P. 289 – 301.
18. Eaton J.K., Johnston J.P. A review of research on subsonic turbulent flow reattachment // AIAA J. — 1981. — Vol. 19. — P. 1093 – 1100. (Итон Дж.К., Джонстон Дж.П. Обзор исследований дозвуковых турбулентных присоединяющихся течений // РТК. — 1981. — Т. 19. — № 10.)

19. **Kiya M., Sasaki K.** Structure of a turbulent separation bubble // *J. Fluid Mech.* — 1983. — Vol. 137. — P. 83 – 113.
20. **Cherry N.J., Hillier R., Latour M.E. M.P.** Unsteady measurements in a separated and reattaching flow // *Ibid.* — 1984. — Vol. 144. — P. 13 – 46.
21. **Tafti D.K., Vanka S.P.** A numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate // *Phys. Fluids A.* — 1991. — Vol. 3. — P. 1749 – 1759.
22. **Ripley M.D., Pauley L.L.** The unsteady structure of two-dimensional steady laminar separation // *Ibid.* — 1993. — Vol. 5. — P. 3099 – 3106.
23. **Bestek H., Gruber K., Fasel H.** Direct numerical simulation of unsteady separated boundary-layer flows over smooth backward-facing steps // *Notes on Numer. Fluid Mechan.* — 1993. — Vol. 40. — P. 73 – 80.
24. **Lin J.C.M., Pauley L.L.** Low-Reynolds-number separation on an airfoil // *AIAA J.* — 1996. — Vol. 34. — P. 1570 – 1577.
25. **Troutt T.R., Scheelke B., Norman T.R.** Organized structures in a reattaching separated flow field // *J. Fluid Mech.* — 1984. — Vol. 143. — P. 413 – 427.
26. **Bhattacharjee S., Scheelke B., Troutt T.R.** Modification of vortex interaction in a reattaching separated flow // *AIAA J.* — 1986. — Vol. 24. — P. 623 – 629.
27. **Driver D.M., Seegmiller H.L., Marvin J.G.** Time-dependent behavior of a reattaching shear layer // *AIAA J.* — 1987. — Vol. 25. — P. 914 – 919.
28. **Ho C.-M., Huerre P.** Perturbed free shear layers // *Annual Rev. Fluid Mech.* — 1984. — Vol. 16. — P. 365 – 424. (**Хо Ш. М., Уэрре П.** Возмущения в свободных сдвиговых слоях // *Нелинейные волновые процессы.* — М.: Мир, 1987. — С. 72 – 138.)
29. **Бойко А.В., Довгаль А.В.** Неустойчивость локальных отрывных течений к возмущениям малых амплитуд // *Сиб. физ.-техн. журн. (Изв. СО РАН).* — 1992. — Вып. 3. — С. 19 – 24.
30. **Gruber K., Bestek H., Fasel H.** Interaction between a Tollmien-Schlichting wave and a laminar separation bubble. — *AIAA Pap.*, No. 87-1256, 1987.
31. **Maucher U., Rist U., Wagner S.** Direct numerical simulation of airfoil separation bubbles // *ECCOMAS 94.* — John Wiley & Sons, Ltd., 1994. — P. 1 – 7.
32. **Rist U., Maucher U.** Direct numerical simulation of 2-D and 3-D instability waves in a laminar separation bubble // *AGARD-CP.* — 1994. — No. 551. — P. 36-1 – 36-7.
33. **Huerre P., Monkewitz P.A.** Local and global instabilities in spatially developing flows // *Annual Rev. Fluid Mech.* — 1990. — Vol. 22. — P. 473 – 537.
34. **Monkewitz P.A.** The role of absolute and convective instability in predicting the behavior of fluid systems // *Eur. J. Mech., B/Fluids.* — 1990. — Vol. 9, No. 5. — P. 395 – 413.
35. **Gaster M.** Stability of velocity profiles with reverse flow // *Instability, Transition and Turbulence / Eds. M.Y. Hussaini, A.Kumar, C.L.Street.* — Berlin et al.: Springer-Verlag, 1992. — P. 212 – 215.
36. **Michalke A.** On the receptivity of a compressible two-dimensional vortex sheet close to a wall for various types of excitation // *Eur. J. Mech., B/Fluids.* — 1993. — Vol. 12, No. 4. — P. 421 – 445.
37. **Rist U., Maucher U.** Secondary instabilities in laminar separation bubbles // *EUROMECH Colloquium 359: Collection of Abstracts.* — University of Stuttgart, 1997. — Abstr. 33.
38. **Monkewitz P.A.** The absolute and convective nature of instability in two-dimensional wakes at low Reynolds numbers // *Phys. Fluids.* — 1988. — Vol. 31. — P. 999 – 1006.
39. **Kiya M., Shimizu M., Mochizuki O., Ido Y., Tezuka H.** Active forcing of an axisymmetric leading-edge turbulent separation bubble. — *AIAA Pap.*, No. 93-3245, 1993.
40. **Hammond D.A., Redekopp L.G.** Local and global instability properties of separation bubbles // *Eur. J. Mech., B/Fluids.* — 1988. — Vol. 17, No. 2. — P. 145 – 164.

Статья поступила в редакцию 8 декабря 1997 г.