

УДК 532.526

РАЗВИТИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ С ГРАДИЕНТОМ ДАВЛЕНИЯ

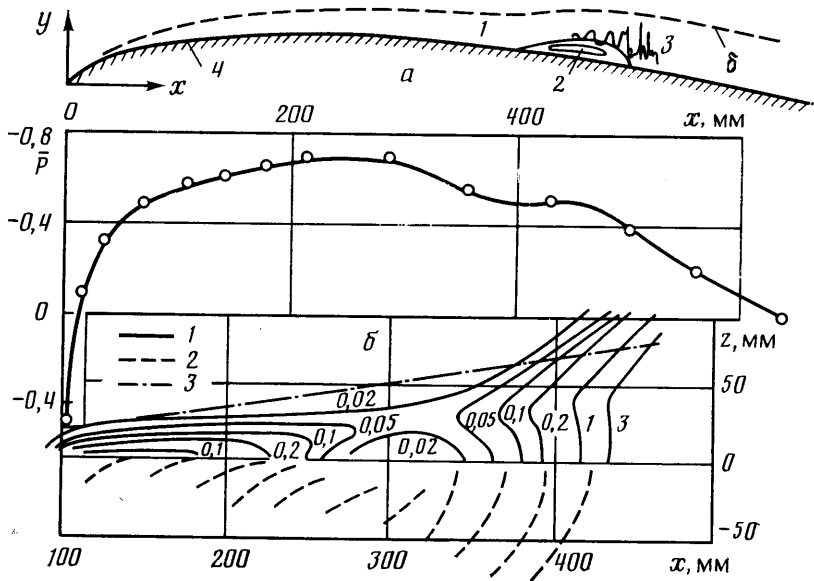
**ГИЛЕВ В. М., ДОВГАЛЬ А. В., КАЧАНОВ Ю. С.,
КОЗЛОВ В. В.**

Приводятся результаты экспериментального исследования трехмерной устойчивости пограничного слоя с градиентом давления. Использовалась малотурбулентная аэродинамическая труба дозвуковых скоростей. Изучено развитие пространственного волнового пакета гармонических во времени колебаний в пограничном слое модели крыла. Проведен фурье-анализ полученных амплитудно-фазовых распределений пульсаций в волновом пакете. Спектральное (по волновым числам) разложение колебаний позволило рассмотреть устойчивость течения по отношению к плоским волнам с различными направлениями распространения. Результаты сопоставляются с соответствующими данными, полученными в экспериментах на плоской пластине. Анализируется влияние градиента давления на развитие пространственных спектральных компонент возмущений и дисперсионные свойства течения.

Подобно тому, как в экспериментах по устойчивости пограничного слоя по отношению к плоским возмущениям для их возбуждения используется хорошо известная методика вибрирующей ленты [1], средством моделирования и изучения свойств трехмерных волн неустойчивости может служить возбуждение пространственного волнового пакета возмущений. В этом смысле целесообразно использование локализованного в пространстве (точечного) источника возмущений [2-4], обладающего достаточно широким сплошным спектром колебаний, распространяющихся под различными углами к направлению потока. С такой целью пространственный пакет гармонических во времени колебаний использовался в [4] для исследования устойчивости течения в пограничном слое плоской пластины. Применение фурье-анализа полученных пространственных распределений амплитуд и фаз возмущений позволило представить пакет в виде суперпозиции наклонных волн и проанализировать устойчивость течения по отношению к трехмерным колебаниям. Подобный подход использовался и в настоящей работе.

1. Экспериментальная методика. В качестве модели использовался профиль крыла с хордой $L=700$ мм, располагавшийся под нулевым углом атаки в рабочей части малотурбулентной аэродинамической трубы Т-324. Схема течения и распределение давления над поверхностью модели изображены на фиг. 1, а. Система координат выбиралась так: ось x направлена по потоку от передней кромки крыла, ось y — в перпендикулярном направлении к оси x от поверхности модели, ось z — вдоль образующей от сечения, в котором расположен источник возмущений. При скорости набегающего потока $u_\infty=5,7$ м/с ламинарный пограничный слой 1 отрывался под действием положительного градиента давления при $x \approx 400$ мм. В оторвавшемся течении 2 наступал переход к турбулентности, сопровождавшийся вторичным присоединением турбулентного течения 3 вблизи $x=495$ мм.

Гармонические во времени колебания с частотой $f=85$ Гц возбуждались в пограничном слое точечным источником по методике [5]; источник 4 располагался на расстоянии 105 мм от передней кромки модели. Амплитуды и фазы возбуждаемых колебаний измерялись в пограничном слое и в зоне отрыва с помощью комплекса термоанемометрической аппаратуры типа 55DISA D00. Измерения проводились в плоскости xz вблизи максимума интенсивности пульсаций в пограничном слое и отрывном течении. Для обработки сигнала датчика термоанемометра использовались частотный анализатор FAT-1 и двухлучевой осциллограф С1-18.

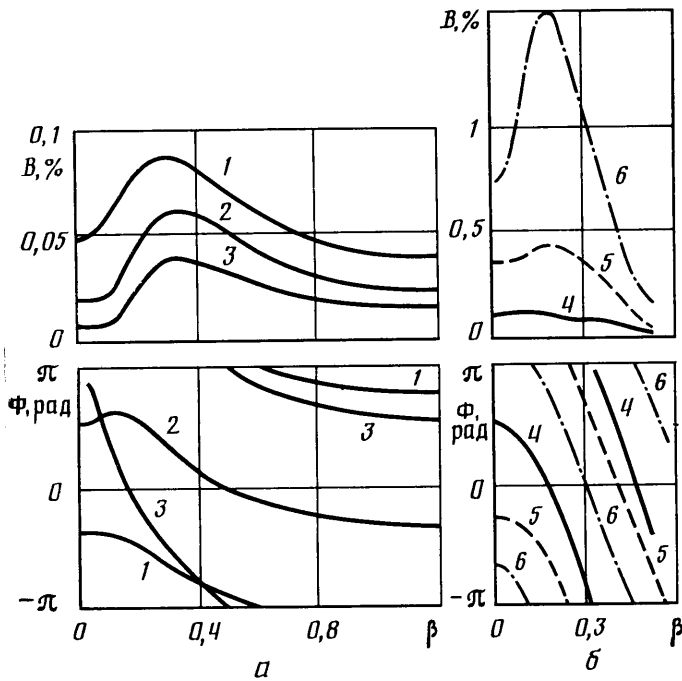


Фиг. 1

Первоначально были получены амплитудно-фазовые распределения пульсаций в волновом пакете, характеризующие его интегральное по волновым числам развитие в пограничном слое. После этого проводился пространственно-временной фурье-анализ возмущений (процедура описана в [4]).

2. Интегральное по волновому спектру развитие возмущений. На фиг. 1, б приведены линии равной амплитуды 1 и фазы 2 пульсаций в волновом пакете в плоскости xz ; распределения симметричны относительно оси $z=0$, на которой расположен источник. Линии равной фазы нанесены с интервалом 2π рад, цифрами отмечены среднеквадратичные амплитуды возмущений, выраженные в процентах от скорости набегающего потока.

Приведенные распределения позволяют, не обращаясь к спектральному разложению, сделать некоторые заключения общего характера. Интегральная интенсивность колебаний уменьшается на участке отрицательного градиента давления и увеличивается в области возрастания давления, что согласуется с существующими представлениями о влиянии градиента давления на устойчивость пограничного слоя. По мере удаления от источника происходит расплывание пакета по поперечной координате, означающее в спектральном представлении сужение спектра по волновому числу β (z -компонента волнового вектора), т. е. увеличение вклада колебаний с углами распространения относительно потока $\theta = \arctg(\beta/\alpha)$, близкими к нулю (α -компонента волнового вектора в направлении оси x). Скорость уширения пакета увеличивается в области возрастания давления. Для сравнения на фиг. 1, б показана граница распространения возмущений, полученная в экспериментах на плоской пластине [4] (кривая 3). Сопоставление с безградиентным пограничным слоем условно из-за различных скорости потока и частоты возмущений в экспериментах, но отражает качественно влияние градиента давления на расплывание пакета. Отрицательный градиент приводит к замедлению расплывания пакета, т. е. к уменьшению скоростей нарастания близких к плоским волн относительно спектральных компонент с большими углами распространения; напротив, на участке положительного градиента давления преимущественное усиление двумерных колебаний возрастает.

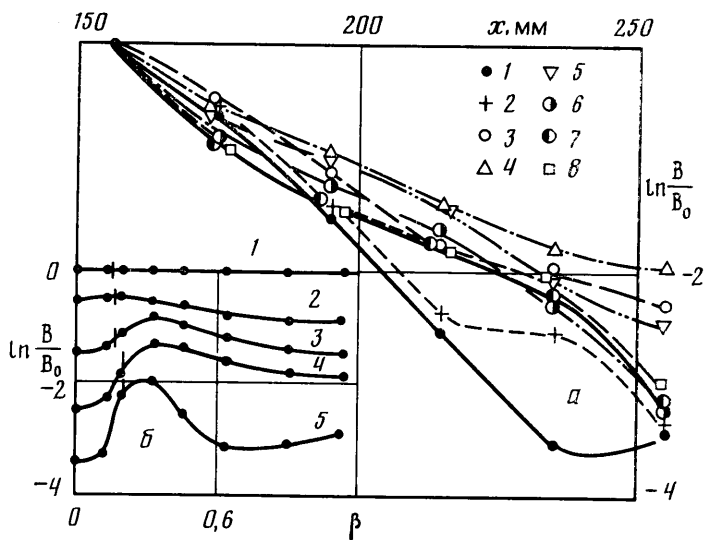


Фиг. 2

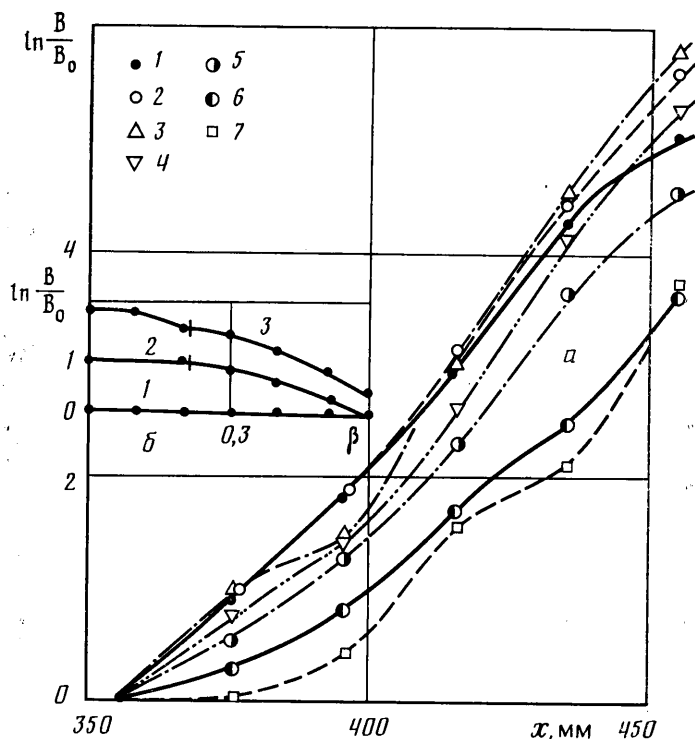
Подробнее результаты исследования интегрального по спектру развития волнового пакета изложены в [6].

3. Исследование характеристик трехмерной устойчивости. Амплитуды и фазы компонент волнового спектра в зависимости от значения волнового числа β представлены на фиг. 2 для двух областей течения: области отрицательного градиента давления I (фиг. 2, а) и положительного II (фиг. 2, б). Волновое число β отложено в рад/мм; кривым 1–6 соответствуют сечения $x=175, 195, 215, 415, 435$ и 455 мм. Как будет видно ниже, развитие возмущений в этих двух областях существенно различно. Они отделены друг от друга зоной очень низких амплитуд, где фазы возмущений не могли быть экспериментально определены.

Внешне форма амплитудных и фазовых спектров в области I, т. е. вблизи точечного источника, весьма напоминает спектры, полученные на плоской пластине в [4]. Это обстоятельство, вероятно, связано с использованием такого же источника возмущений, который формирует характерный начальный волновой спектр. В области II фазовые спектры остаются по-прежнему качественно похожими на спектры на плоской пластине, в то время как амплитудные существенно деформируются. Для того чтобы получить в явном виде характеристики устойчивости пограничного слоя, которые не зависят (в отличие от приведенных спектров) от свойств источника возмущений, необходимо сделать сечения этих спектров по $\beta = \text{const}$ и амплитуды нормировать на начальное значение. На фиг. 3 и 4 представлены такие кривые нарастания амплитуд трехмерных волн в зависимости от продольной координаты x и от волнового числа β соответственно. В области I (фиг. 3) точкам 1–8 соответствуют гармоники с $\beta=0; 0,1; 0,19; 0,31; 0,44; 0,63; 0,88; 1,13$; кривым 1–5 – сечения $x=155, 175, 195, 215$ и 255 мм. В области II (фиг. 4) точкам 1–7 – $\beta=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6$; кривым 1–3 – сечения $x=355, 375, 395$ мм. Видно, что в области I (фиг. 3, а, б) трехмерные волны затухают примерно с одинаковыми скоростями, а плоская волна затухает быстрее всех. Это существенно отличается от безградиентного пограничного слоя [4], где трехмер-



Фиг. 3



Фиг. 4

ные гармоники отстают в росте от плоской волны и тем сильнее, чем больше β .

На фиг. 3, б эти различия ярко проявляются в деформации амплитудных волновых спектров, нормированных на спектр при $x=155$ мм. Хорошо видно, что в большей части области I наиболее сильно затухают волны, распространяющиеся под углами $\theta \leq 40^\circ$ (угол 40° отмечен на фиг. 3, б черточкой). И лишь в конце области, где градиент давления очень мал, быстро (как и на плоской пластине) начинают затухать и гармоники, распространяющиеся под большими углами $\theta \geq 70^\circ$. Фигура 3 объясняет, по-

чему расплывание пакета по z в области I происходит медленнее, чем на плоской пластине (фиг. 1, б). Это связано с равномерным сравнительно медленным затуханием сильно трехмерных гармоник и опережающим затуханием волн, близких к плоским.

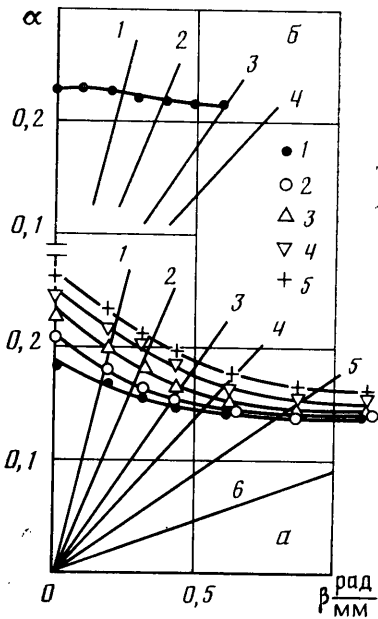
В области II в нарастании амплитуд волновых гармоник (фиг. 4, а) наблюдаются два характерных этапа: II.1 — до области отрыва потока, которая начинается вблизи $x=400$ мм, и II.2 — в области отрыва. В области II.1 нарастание гармоник происходит так же, как в случае плоской пластины. Плоские волны и наклоненные под небольшими углами растут быстро и примерно одинаково, а сильно трехмерные отстают в росте тем сильнее, чем больше β . Вызываемая этим отличием деформация волнового спектра хорошо видна на фиг. 4, б, где спектры нормированы на «начальный» при $x=355$ мм. Характерно, что диапазон $\theta \leq 40^\circ$, как и в области I, выделяется аномальными скоростями роста, но теперь они существенно превышают рост остальных участков спектра. В то же время гармоники, распространяющиеся под большими углами θ , в области II.1, как и в области I, отстают в росте, но отстают не одинаково, а так же, как на плоской пластине — тем больше, чем выше β . Быстрый опережающий рост плоских и близких к ним волн (с очень большими в отличие от плоской пластины инкрементами), приводящий к соответствующей деформации спектра, и объясняет быстрое расплывание волнового пакета по z , которое наблюдается во второй области (фиг. 1, б).

На следующем этапе (II.2) рост трехмерных гармоник существенно активизируется (фиг. 4, а). Особенно это относится к возмущениям, распространяющимся под не слишком большими углами к потоку ($\sim 50^\circ$), скорости роста которых заметно превышают рост близких к плоским и особенно сильно трехмерных волн ($\theta \geq 65^\circ$).

Следует отметить, что при $x=435$ мм амплитуды некоторых спектральных гармоник достигают величин $\sim 0,5\%$, а при $x=455$ мм — $1,5\%$, и при трактовке полученных результатов, вероятно, надо учитывать дополнительный фактор — взаимодействие спектральных мод. Кроме того, влияние области отрыва, как отмечалось в [6], приводит к сильному искажению средних профилей под действием волн неустойчивости в области II.2. В то же время известно, что слабонелинейная теория обычно весьма правдоподобно описывает нарастание возмущений вплоть до амплитуд $\sim 1\%$ и даже несколько больших, а скорости нарастания моногармонических во времени и в пространстве волн Толлмина — Шлихтинга остаются практически неизменными до амплитуд $1-1,5\%$ [7]. Поэтому в области II.2 при $x \geq 425$ мм рассматриваемые трехмерные волны уже, вероятно, могут взаимодействовать между собой и их независимое рассмотрение было бы неправильным. В связи с этим замедление роста волн, близких к плоским, на последнем участке ($435 \text{ мм} \leq x \leq 455 \text{ мм}$) и ускорение роста гармоник, распространяющихся под углами $\theta \approx 40-50^\circ$, может быть связано не только с особенностями течения в области отрыва, но и со слабонелинейным взаимодействием спектральных компонент.

4. Дисперсионные свойства для волн неустойчивости. Нарастание фаз трехмерных волн в зависимости от продольной координаты x в области I, как показывает анализ, существенно отличается от случая плоской пластины. Увеличение скорости роста фаз гармоник вниз по потоку можно трактовать с квазилокальных (по x) позиций как постепенное уменьшение длины волны и x -компоненты вектора фазовой скорости возмущений. Как и на плоской пластине, x — компонента волнового числа α уменьшается при возрастании β . Соответствующие кривые $\alpha(\beta)$, характеризующие дисперсию по углам распространения волн, приведены на фиг. 5, а для различных положений вниз по потоку. Точкам 1–5 соответствуют $x=165, 185, 205, 225$ и 245 мм. Здесь же показаны линии $\theta = \text{const}$, где лучи 1–6 соответствуют углам $45, 60, 70, 75, 80$ и 85° . Видно, что зависимость α от x приводит в области I к тому, что фронт гармонической волны, накло-

ненной под определенным углом θ к потоку, по мере движения будет разворачиваться в сторону уменьшения θ . Следует отметить, что нарастание фазы плоской волны демонстрирует сильный разброс точек, который приводит к ее неопределенности на величины $\pm 2\pi l$ ($l=1, 2, \dots$). Этот разброс связан, видимо, с неоптимальным выбором расстояния от стенки y , на котором велись измерения, для волн, близких к плоским ($\theta \lesssim 20^\circ$). При этом деформация фазовых профилей по y могла привести к кажущимся изменениям фазы плоской волны вниз по потоку.



Фиг. 5

$\alpha(\beta)$, единая для всей области II. На ней также нанесены лучи $\theta = \text{const.}$ Графики на фиг. 5, а, б позволяют установить зависимость между β и θ . В области I зависимость изменяется с координатой x ; она использовалась для определения углов θ в предыдущем разделе. Сопоставление фиг. 5, а с фиг. 5, б и с соответствующими графиками [4] выявляет отличия дисперсионных свойств градиентных пограничных слоев от пограничного слоя на плоской пластине при их качественном сходстве. По распределениям $\alpha(\beta)$, следуя [4], можно построить зависимости x -компоненты фазовой скорости $C_x = \alpha\omega / (\alpha^2 + \beta^2)$ от угла распространения волны θ и в области I от x . Форма этих распределений и величины фазовых скоростей хотя и отличаются от соответствующих кривых на плоской пластине, но весьма близки к ним.

5. Выводы. Исследование процесса развития гармонического во времени и локализованного в пространстве пакета волны Толлмина — Шлихтинга в градиентном пограничном слое на крыловом профиле показало, что в области отрицательного градиента давления I наблюдается его затухание и скорость расплывания по z существенно меньше, чем в безградиентном течении. В области положительного градиента давления II все происходит наоборот. Вблизи области отрыва наблюдается существенное влияние развивающегося пакета на структуру среднего потока, в том числе вне зоны распространения волнового пакета.

Волновой фурье-анализ данных позволил получить информацию о характеристиках устойчивости и дисперсионных свойствах градиентного пограничного слоя в областях I и II по отношению к волнам Толлмина — Шлихтинга. Обнаруженное преимущественное затухание в области I волн, близких к плоским, и их бурный преимущественный рост в первой половине области II объясняют наблюдаемое различие в скоростях расплывания пакета в этих областях. Обнаружено, что размерные продольные волновые числа α в области I зависят от координаты x и растут вниз по потоку, по крайней мере для волн, распространяющихся под углами $20^\circ \lesssim$

В области II нарастание фаз волновых гармоник, как показывает анализ, демонстрирует удивительное постоянство. Фазовые скорости и, следовательно, размерные волновые числа α остаются неизменными на всем протяжении области измерений, несмотря на близость ламинарного отрыва и большие амплитуды пульсаций в последних сечениях. Полученные распределения весьма напоминают кривые, приведенные в [4] для пограничного слоя на плоской пластине. Так же как в [4], в области II наблюдается зависимость α от β , хотя она гораздо слабее, чем в области I. На фиг. 5, б показана кривая

На фиг. 5, б показана кривая

$\leq \theta \leq 82^\circ$. В области II они, наоборот, строго постоянны, как и в пограничном слое на плоской пластине, несмотря на большие амплитуды возмущений и близость отрыва в конце области. Полученная информация может послужить экспериментальной основой для сопоставления с теоретическими моделями и последующими экспериментами по исследованию линейных и нелинейных стадий перехода к турбулентности в градиентных пограничных слоях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schubauer G. B., Skramstad H. Laminar boundary-layer oscillation and transition of a flat plate // NASA Rep. 1948. № 909. 31 p.
2. Gaster M., Grant I. An experimental investigation of the formation and development of wave packet in a laminar boundary layer // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1975. V. 347. № 1649. P. 253–269.
3. Gaster M. A theoretical model of a wave packet in the boundary layer on a flat plate // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1975. № 1649. P. 271–289.
4. Гилев В. М., Качанов Ю. С., Козлов В. В. Развитие пространственного волнового пакета в пограничном слое: Препринт № 34–81. Новосибирск: Ин-т теор. и прикл. мех. СО АН СССР, 1981. 46 с.
5. Гилев В. М., Козлов В. В. Методика создания двумерных и трехмерных пакетов волн в пограничном слое: Препринт № 2. Новосибирск: Ин-т теор. и прикл. мех. СО АН СССР, 1980. 16 с.
6. Гилев В. М., Довгаль А. В., Козлов В. В. Развитие волнового пакета в пограничном слое с градиентом давления: Препринт № 6–84. Новосибирск: Ин-т теор. и прикл. мех. СО АН СССР, 1984. 15 с.
7. Kachanov Yu. S., Levchenko V. Ya. The resonant interaction of disturbances at laminar-turbulent transition in a boundary layer // J. Fluid Mech. 1984. V. 138. P. 209–247. (см. также Качанов Ю. С., Левченко В. Я. Резонансное взаимодействие возмущений при переходе к турбулентности в пограничном слое: Препринт № 10–82. Новосибирск: Ин-т теор. и прикл. мех. СО АН СССР, 1982. 55 с.)

Новосибирск

Поступила в редакцию
25.IV.1986