

режимы взаимодействия и течение с центральной циркуляционной зоной. Кривые, разграничивающие области I и III, III и IV, построены соответственно по эмпирическим формулам (1), (4), приведенным в [10].

Отмеченная выше качественная аналогия между взаимодействием струи с преградой в вакууме при $h > l$ и на близких расстояниях от сопла в случае ограниченной нерасчетности позволяет экстраполировать приведенные на фиг. 4 результаты на случай больших n .

Поступила 15 I 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев М. Г., Савинов К. Г. Удар неравномерного сверхзвукового потока газа в плоскую преграду.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1969, № 3.
2. Храмов Н. Е. Расчет взаимодействия осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи с преградой.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1966, № 5.
3. Семилетенко Б. Г., Собколов Б. И., Усков В. Н. Особенности неустойчивого взаимодействия сверхзвуковых струй с безграничной преградой.— «Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук», 1972, вып. 3, № 13.
4. Голубков А. Г., Кузьменко Б. К., Остапенко В. А., Солотчин А. В. О взаимодействии сверхзвуковой недорасширенной струи с плоской ограниченной преградой.— «Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук», 1972, вып. 3, № 13.
5. Гинзбург И. П., Семилетенко Б. Г., Терпигорьев В. С., Усков В. Н. Некоторые особенности взаимодействия сверхзвуковой недорасширенной струи с плоской преградой.— «Инж.-физ. журн.», 1970, т. XIX, № 3.
6. Гинзбург И. П., Семилетенко Б. Г., Усков В. Н. Экспериментальное исследование взаимодействия недорасширенной струи с плоской преградой, перпендикулярной оси струи.— «Учен. зап. Ленингр. ун-та. Сер. Газодинамика и теплообмен», 1973.
7. Roberts L. The action of hypersonic jet on a dust layer. IAS Paper 63-50, 1963.
8. Исаков А. Л., Погорелов В. И. Приближенный метод определения минимально допустимого расстояния между соплом и преградой.— «Изв. высш. учебн. заведений. Авиационная техника», 1968, № 3.
9. Благосклонов В. И. Приближенный метод расчета осесимметричного взаимодействия свободно расширяющейся струи с преградой.— «Учен. зап. ЦАГИ», 1970, т. 1, № 4.
10. Семилетенко Б. Г., Усков В. Н. Экспериментальные зависимости, определяющие положение ударных волн в струе, натекающей на преграду, перпендикулярную ее оси.— «Инж.-физ. журн.», 1972, т. XXIII, № 3.

УДК 532.526

ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕУСТОЙЧИВОГО ЛОКАЛИЗОВАННОГО ВОЗМУЩЕНИЯ В СЖИМАЕМОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

А. С. Дрыжов

(Новосибирск)

Эксперименты показывают [1], что переход ламинарной формы течения в турбулентную в пограничном слое происходит в результате образования и развития турбулентных пятен, возникающих, по-видимому, из малых естественных возмущений. Для изучения нелинейной эволюции и взаимодействия локализованных возмущений необходимо знать их характеристики в линейном приближении [2]. В данной работе приведены результаты вычислений таких характеристик для первых двух неустойчивых мод в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине ($M=4,5$; $T_w=4,44$).

В работе [3] рассматривалась задача о характере неустойчивости сжимаемого пограничного слоя. Анализ асимптотического ($t \rightarrow \infty$) поведения решения начальной задачи для возмущения, возникающего в ко-

нечной области пространства, позволяет также определить характеристики неустойчивого волнового пуга. При больших t решение начальной задачи записывается в виде [3]

$$(1) \quad \psi = \sum_n \int d\mathbf{k} \psi_{nk} e^{p_n(\mathbf{k})t + i\mathbf{k}\mathbf{r}},$$

где $\text{Re} p_n(\mathbf{k}) > 0$ в некоторой области \mathbf{k} -плоскости; n — номер неустойчивой моды; $p_n(\mathbf{k})$ определяются из уравнения (3.11) работы [3].

Запишем асимптотику одного члена ряда (1) при больших t методом перевала

$$(2) \quad \psi = \frac{\text{const}}{t \sqrt{|H|}} \psi_{\mathbf{k}_s} e^{\Omega t} \{1 + O(1/t)\},$$

$$H = (\omega''_{\alpha\alpha}\omega''_{\beta\beta} - \omega''_{\alpha\beta})_{\mathbf{k}=\mathbf{k}_s}, \quad \Omega = i(\mathbf{k}_s \mathbf{v} - \omega_s),$$

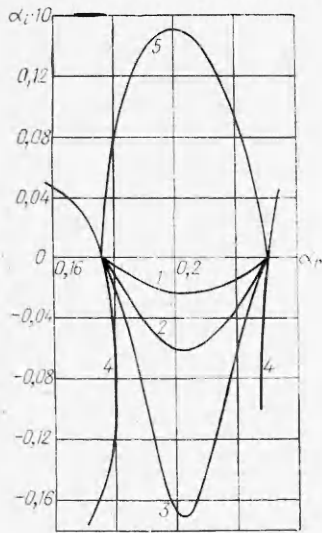
$$\mathbf{v} = \mathbf{r}/t, \quad w = ip, \quad \omega_s = \omega(\mathbf{k}_s),$$

α, β — компоненты вектора \mathbf{k} по x, z соответственно, \mathbf{k}_s определяется из уравнения

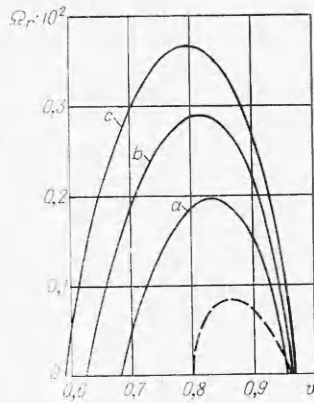
$$(3) \quad \frac{d\omega}{d\mathbf{k}} = \mathbf{v}.$$

В общем случае \mathbf{k}_s — комплексный вектор и соотношения (2) описывают пакет с частотой $\omega = \text{Re} \omega_s(\mathbf{v})$, волновым вектором $\mathbf{k} = \text{Re} \mathbf{k}_s(\mathbf{v})$ и амплитудой, модулированной в пространстве и во времени.

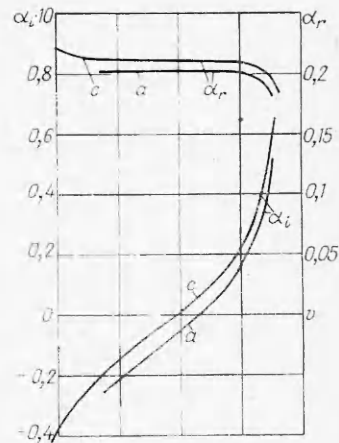
Уравнение (3) решалось численно для первых двух неустойчивых мод для плоского возмущения, распространяющегося под нулевым углом к потоку. Результаты вычис-



Ф и г. 1

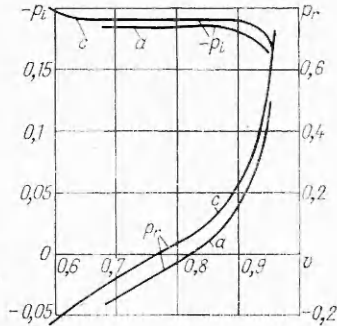


Ф и г. 2

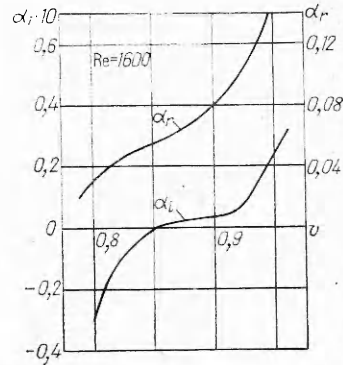


Ф и г. 3

лений представлены на фиг. 1—6. На фиг. 1 для второй моды показано расположение линий уровня $\text{Re} \Omega = 0$ в комплексной плоскости α для значений $\nu = 0; 0,5; 0,666; 0,83; 1,0$ (соответствующие линии уровня помечены цифрами 1—5) при $\text{Re} = 550$. На фиг. 2 сплошными линиями показана зависимость $\text{Re} \Omega(\nu)$ для второй моды при $\text{Re} = 550; 1140; 3000$ (соответствующие кривые помечены буквами a, b, c). Штрихом изображена эта же величина для первой моды ($\text{Re} = 1600$).



Ф и г. 4



Ф и г. 5

Видно, что $\text{Re } \Omega > 0$ в некотором интервале значений v , т. е. локализованное возмущение распадается на неустойчивые пучки, распространяющиеся вниз по течению с конечной скоростью. Наиболее быстро усиливающаяся компонента пучка движется со скоростью

$$v_g = \left(\frac{d\omega_r}{d\alpha_r} \right)_{\alpha=\alpha_0},$$

где α_0 — точка на действительной оси α , в которой ω_i достигает максимума (индексы r, i обозначают действительную и мнимую части соответствующей величины). На фиг. 3, 4 показаны спектральные характеристики для второй моды (кривые a и c для $\text{Re}=550$ и 3000), на фиг. 5, 6 — для первой. Для второй моды волновое число и частота почти постоянны во всем интервале изменения v , для которого $\Omega_r > 0$, т. е. неустойчивый пучок, связанный со второй модой, почти монохроматичен. Для первой моды волновое число и частота в интервале усиления меняются существенно.

Качественно картина конвективной гидродинамической неустойчивости в линейном приближении моделируется уравнением с постоянными коэффициентами

$$(4) \quad \psi_t + u\psi_x - (i\varepsilon + \xi)\psi_{xx} + i\xi(\alpha_1 + \alpha_2)\psi_x + \alpha_1\alpha_2\psi = 0,$$

дисперсионное уравнение для которого имеет вид

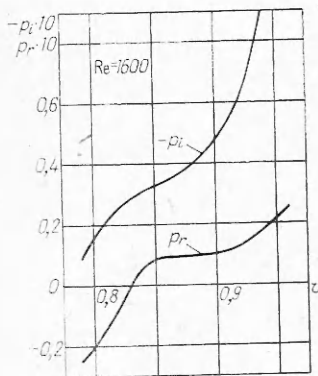
$$(5) \quad p(\alpha) = -i(u\alpha + \varepsilon\alpha^2) - \xi(\alpha - \alpha_1)(\alpha - \alpha_2).$$

Все постоянные в (4) вещественны; $u, \xi, \alpha_1, \alpha_2$ положительны.

Решение уравнения (3) для дисперсионного уравнения (5) выражено в виде

$$\alpha_s = \alpha_0 + \frac{(v - v_g)(\kappa + i)}{2\lambda}, \quad v = x/t,$$

$$\kappa = \varepsilon/\xi, \quad \lambda = \xi(1 + \kappa^2), \quad \alpha_0 = (\alpha_1 + \alpha_2)/2, \quad v_g = u + 2\varepsilon\alpha_0;$$



Ф и г. 6

$$\Omega_r(\alpha_s) = \xi \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2}{4} - \frac{(v - v_g)^2}{4\lambda};$$

$$\Omega_i(\alpha_s) = \alpha_0(v - v_f) + \kappa \frac{(v - v_g)^2}{4\lambda}, \quad v_f = u + \varepsilon\alpha_0.$$

Для второй моды уравнение (5) дает удовлетворительное количественное приближение. Для $Re=3000$ постоянные в (4) имеют следующие значения:

$$\alpha_1 \approx 0,186; \quad \alpha_2 \approx 0,243; \quad \xi \approx 4,5; \quad \varepsilon \approx -0,515; \quad u \approx 1,02.$$

Поступила 11 II 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
2. Stewartson K., Stuart J. T. A non-linear instability theory for a wave system in plane Poiseuille flow.— «J. Fluid Mech.», 1971, vol. 48, pt 3.
3. Дрыжов А. С. Об устойчивости сжимаемого пограничного слоя относительно локализованного возмущения.— ПМТФ, 1973, № 3.

УДК 532.526.4 : 533.6.011.5

РАСЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С ВНЕШНИМ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ НА ВОГНУТОМ УГЛЕ И НА СФЕРИЧЕСКОЙ КОРМОВОЙ ЧАСТИ ТЕЛА

А. Н. Антонов

(Москва)

Предлагается интегральный метод расчета турбулентного течения на плоских и осесимметричных телах в зонах отрыва и присоединения пограничного слоя, возникающих в окрестности вогнутого угла и на сферической кормовой части тела. Метод позволяет вычислять распределение давления, толщину вытеснения и толщину потери импульса в области взаимодействия пограничного слоя с внешним идеальным потоком.

Явление взаимодействия вязкого и почти невязкого потоков широко распространено. Оно наблюдается при обтекании вогнутого угла, при падении скачка уплотнения на пограничный слой, при течении в окрестности сферической кормовой части осесимметричного тела и во многих других случаях. Теоретическому исследованию особенностей этого явления при обтекании плоских и осесимметричных тел посвящены работы [1—4]. В [1—3] исследуются отрывные течения, вызываемые скачком уплотнения или препятствием, а в [4] определяется донное давление за сферической кормовой частью тела. В случае «свободных» отрывных течений, когда точки отрыва и присоединения пограничного слоя не фиксированы, как, например, на пластинке с прикрепленным к ней клином большой длины, теоретические исследования ведутся в рамках теории пограничного слоя с применением интегральных методов.

В данной статье интегральный метод расчета течений в донной области [5] применяется для расчета «свободных» отрывных течений в окрестности вогнутого угла и на сферической кормовой части тела с донной державкой.

Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

x, y — продольная и поперечная координаты; $\delta, \delta^*, \delta^{**}$ — толщина пограничного слоя, толщина вытеснения, толщина потери импульса сжимаемого пограничного слоя; $\theta, \theta^*, \theta^{**}$ — толщина слоя, толщина вытеснения, толщина потери импульса несжимаемого пограничного слоя;