

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

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

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;

u, ρ — продольная скорость и плотность сжимаемого пограничного слоя; U, ρ' — продольная скорость и плотность несжимаемого пограничного слоя; Λ — параметр градиента давления несжимаемого пограничного слоя; M, p — число Маха и давление; a — скорость звука; r — радиус; I — энтальпия; α^* — угол наклона щитка; τ — напряжение трения; ν — угол Прандтля-Майера; Pr — число Прандтля; r_1 — радиус донной части осесимметричного тела; r_2 — радиус донной державки; b — глубина уступа; $\varepsilon=0$ — для плоского течения; β — угол между направлением скорости на внешней границе пограничного слоя и поверхностью тела; $\varepsilon=1$ — для осесимметричного течения.

Индексы

0 — заторможенный поток; 1 — на внешней границе пограничного слоя или в начале зоны взаимодействия пограничного слоя с внешним идеальным потоком; w — параметры на стенке; ' — для несжимаемого слоя.

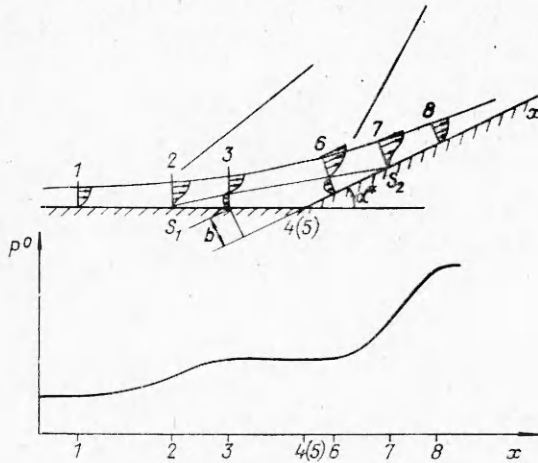
$$h = \frac{\delta^*}{\delta^{**}}; h^* = \frac{\delta^*}{\xi}; h^{**} = \frac{\delta^{**}}{\delta}; H = \frac{A^*}{\theta^{**}}; H^* = \frac{\theta^*}{\theta}; H^{**} = \frac{\theta^{**}}{\theta};$$

$$\tau_w = \gamma^2 \rho_1 u_1^2; \tau'_w = \Gamma^2 \rho'_1 U_1^2; \kappa = c_p/c_v; \vartheta (\kappa + 1)/(\kappa - 1);$$

$$\nu = \vartheta^{0,5} \arctg [(M^2 - 1)/\vartheta]^{0,5} - \arctg (M^2 - 1)^{0,5};$$

$$\lambda^2 = \left| \frac{\delta^*}{u_1} \frac{du_1}{dx} \right|.$$

1. Рассмотрим следующую приближенную схему течения в зоне



Ф и г. 1

отрыва пограничного слоя перед клином (щитком), которая представляет собой схему обычного взаимодействия турбулентного пограничного слоя с внешним идеальным потоком (фиг. 1). Область взаимодействия включает в себя зону отрыва 1—4 и зону присоединения 5—8.

Выделим в зоне отрыва градиентное течение 1—3 и изобарическое течение 3—4, $S_1 S_2$ — линия постоянного расхода, S_1 и S_2 — критические точки. Расчет взаимодействия вязких слоев с внешним идеальным сверхзвуковым потоком проводим в

рамках уравнений пограничного слоя. Согласно работе [5], в области взаимодействия можно записать следующую систему уравнений:

$$(1.1) \quad \begin{aligned} d\delta^*/dx &= F_0(M, \delta^*, \theta^{**}); \\ d\theta^{**}/dx &= F_1(M, \delta^*, \theta^{**}); \\ dM/dx &= F_3(M, \delta^*, \theta^{**}), \end{aligned}$$

где

$$(1.2) \quad F_0 = \operatorname{tg} \beta + D, F_1 = \Gamma^2 \xi - F_2 \frac{\theta^{**}}{M} (H + 2) - \frac{\varepsilon \theta^{**}}{r} \frac{dr}{dx},$$

$$F_2 = -\frac{A^* M \Lambda^2}{T^0 H \delta^{**}}, F_3 = M \frac{p_1}{\rho_{01}} \frac{d\rho_{01}}{a_1}, F'_3 = \frac{dF_3}{dM},$$

$$D = \frac{\delta^*}{F_3} \left(\frac{1}{h^*} - 1 \right) F_2 F_3', \quad \xi = \frac{A^*}{T^0} \left(\frac{I_1}{I_{01}} \right)^{0,5\theta}, \quad \theta^{**} = \delta^{**} \times$$

$$\times \left(\frac{I_1}{I_{01}} \right)^{0,5} \frac{\rho_1}{\rho_{01}}, \quad T_0 = 0,5 I_w / I_{01} + 0,22 \text{Pr}^{1/3} + (0,5 - 0,22 \text{Pr}^{1/3}) I_1 / I_{01},$$

$$h^* = \frac{H I_{01} / I_1 + 1/2 (\kappa - 1) M^2}{H / H^* + 1/2 (\kappa - 1) M^2 (H + 1)}.$$

Отметим, что соотношения (1.1) получены при использовании преобразования Коулса-Крокко, с помощью которого сжимаемый турбулентный слой переводится в несжимаемый пограничный слой. Используя соотношения работы [5], получим связь между параметрами λ^2 , h сжимаемого пограничного слоя и параметрами Λ^2 , H несжимаемого слоя

$$(1.3) \quad h = H \frac{I_{01}}{I_1} + \left(\frac{I_{01}}{I_1} - 1 \right);$$

$$(1.4) \quad \frac{\lambda^2}{\Lambda^2} = \frac{A^*}{T^0} \frac{h}{H} \frac{I_1}{I_{01}}.$$

Соотношения между параметрами несжимаемого турбулентного слоя H , H^* , Γ , Λ , входящие в систему уравнений (1.1) для зоны присоединенного пограничного слоя 1—2 (см. фиг. 1), считаются известными и выбираются в виде зависимостей $H = H(\Lambda)$, $\Gamma = \Gamma(H)$, $H^* = H^*(H)$, представленных в работе [5]. Соотношения между этими параметрами определяем в зоне циркуляционного течения 2—3. Для этого решаем совместно первые два уравнения системы (1.1) и вычисляем параметры δ^* и δ^{**} в зоне отрыва плоского пограничного слоя (распределение давления в области взаимодействия и величины δ_1^* , δ_1^{**} , $(d\delta^*/dx)_1 = \text{tg } \beta_1$ и M_1 в начальном сечении 1 берутся из экспериментальных работ [6, 7]). В зоне циркуляционного течения параметр $\Gamma = 0$ [5]. Для учета подмешивания ($D \neq 0$) используем метод последовательных приближений, который заключается в следующем: сначала полагаем $D = 0$ и из первого соотношения (1.1) вычисляем распределение параметра $\delta^*(x)$, а из второго — $\theta^{**}(x)$, параметр β находим из соотношения Прандтля—Майера. В процессе расчетов используются соотношения между параметрами H , h и $\delta^{**} = \delta^*/h$, θ^{**} .

В ходе вычислений, учитывая соотношения (1.3), (1.4), находим распределение $H(x)$ и $\Lambda(x)$. Далее рассчитываем распределение параметра, характеризующего подмешивание $D(x)$. Для этого вычисляются параметры F_3 , F_3' и h^* , причем для расчета h^* применяется соотношение (1.2) и зависимость $H^* = H^*(H)$, используемая в работе [5]. Получив $D(x)$, повторяем интегрирование первых двух уравнений (1.1) и так до тех пор, пока значения δ^*/δ_1^* и $\delta^{**}/\delta_1^{**}$ последней итерации не будут отличаться от предыдущей на 10^{-5} .

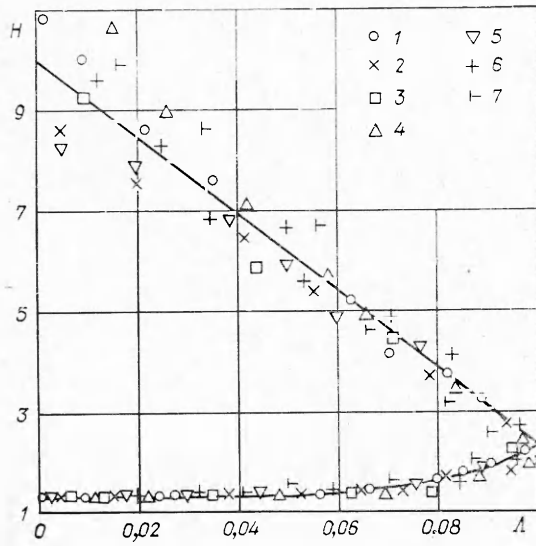
Расчитанные таким образом зависимости $H = H(\Lambda)$ в зоне отрыва пограничного слоя при $M_1 = 1,56 - 3,0$ и $\text{Re}_{\delta_1} = 3 \cdot 10^4 - 11 \cdot 10^4$ представлены на фиг. 2. Здесь 1 — $M_1 = 2,92$; 2 — $M_1 = 3,00$; 3 — $M_1 = 2,49$; 4 — $M_1 = 1,56$; 5 — $M_1 = 2,32$; 6 — $M_1 = 1,79$; 7 — $M_1 = 2,4$. В области присоединенного пограничного слоя ($H \leq 2,35$) полученные данные аппроксимируются теоретической зависимостью $H = H(\Lambda)$, вычисленной для равновесного несжимаемого турбулентного пограничного слоя [5, 8]. В зоне циркуляционного течения результаты можно аппроксимировать линейной функцией, имеющей при $\Lambda = 0$ значение $H = H_3 = 10$.

2. Получив зависимость $H = H(\Lambda)$ во всей области взаимодействия, можно производить расчет распределения давления в области отрыва, интегрируя систему уравнений (1.1). При расчетах используются соотношения $\Gamma = \Gamma(H)$, $A^* = A^*(M^*)$, $H^* = H^*(H)$, $M^* = 0,5(M_1 + M_2)$, ука-

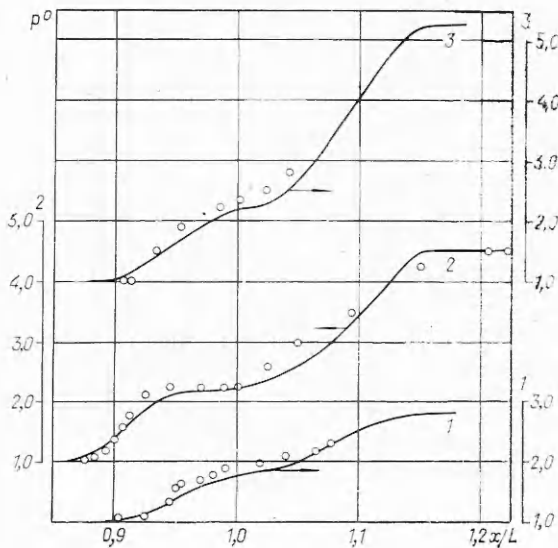
занные в работе [5], а также найденная зависимость $H=H(\Lambda)$ (см. фиг. 2). Параметр β для плоского течения рассчитывается из соотношения Прандтля-Майера, а для осесимметричного — методом характеристик. Так как система уравнений (1.1) является системой уравнений с обыкновенными производными, то для ее решения достаточно указать в сечении начала взаимодействия 1 набор параметров $M_1, \delta_1^*, \delta_1^{**}$ и β_1 . Если положение сечения 1 известно (например, из эксперимента), то можно рассчитать критическое отношение давления $p_3^0 = p_3/p_1$, при котором происходит отрыв турбулентного пограничного слоя. С этой целью проводим расчет от сечения 1 (параметр $H \approx 1,3$) до сечения 3. Расчет считается законченным, когда параметр H достигает значения $H=H_3=10,0$, которое

является конечным граничным условием в сечении 3.

В случае же, когда положение сечения начала взаимодействия неизвестно, приходится накладывать на систему уравнений (1.1) дополнительные условия, т. е. задавать конечные граничные условия. При расчете течения в окрестности щитка, вызывающего отрыв пограничного слоя (см. фиг. 1), в области присоединения в качестве дополнительных удобно выбрать условия течения на плоской пластине (задавать значения $\Lambda_8 = 0$ и $\beta_8 = 0$). Расчет плоского течения в окрестности вогнутого угла (щитка) проводим сначала в зоне отрыва, а затем в зоне присоединения. Значения параметров пограничного слоя в сечении 1 вычисляем в соответствии с его предполагаемым положением. В процессе решения положение сечения начала взаимодействия уточняется. В зоне отрыва расчет проводим от сечения 1 до сечения 3, получая $\delta_3^*, \delta_3^{**}, M_3$ и β_3 . Вычислим длину зоны изобарического течения 3—6. Расчет проводим по методу работы [9] в предположении, что течение в зоне присоединения эквивалентно течению в донной области за уступом глубиной $b = (x_4 - x_3) \sin \alpha^*$ (см. фиг. 1), причем параметры изобари-



Фиг. 2



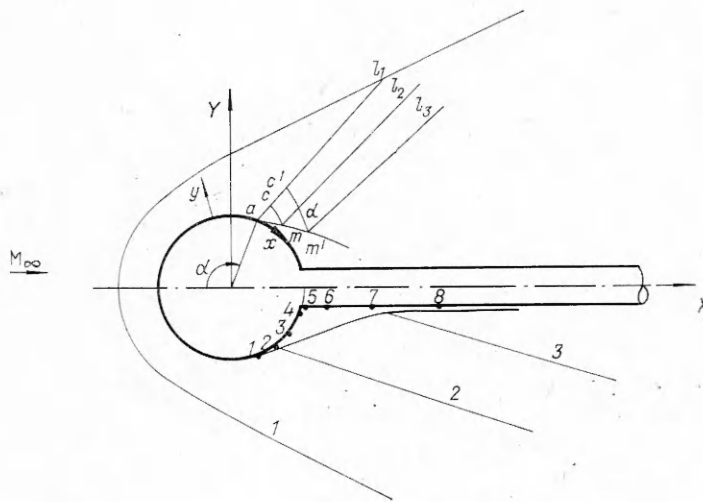
Фиг. 3

ческого течения донной области M , β и δ^{**} с учетом угла клина α^* . Следующие: $M=M_6=M_3$, $\beta=\beta_6=\beta_3-\alpha^*$, $\delta^{**}=\delta_6^{**}=\delta_3^{**}$. Толщина вытеснения имеет вид

$$\delta_6^* = (\delta_3^* + b) + [(x_6 - x_5) + (x_4 - x_3) \cos \alpha^*] \operatorname{tg} \beta_6.$$

Далее рассматриваем область присоединения пограничного слоя 6—8, которую рассчитываем по методу работы [5]. В конце области взаимодействия условия течения на поверхности клина выбираются такими же, как на плоской пластине, т. е. $\beta_8=0$ и $\Lambda_8=0$. Граничные условия в конце зоны взаимодействия для заданного значения угла отклонения образующей клина α^* удовлетворяются путем подбора положения начального сечения 1 методом «пристрелки». Проведенные расчеты показали, что для небольших областей отрыва, когда зона постоянного давления 3—4 отсутствует (в этом случае, как показано Е. Н. Бондаревым в [3], обработавшим экспериментальные данные в зонах отрыва перед щитком, имеет место $\alpha^* \leq 2\beta_3$), при расчетах зоны присоединения можно не вычислять длину зоны постоянного давления 5—6, принимая ее равной $x_6-x_5=0$.

На фиг. 3 расчетные распределения давления $p^0=p/p_1$ в зоне взаимодействия при $M_1=2,0$; 2,7 и 3,0 сравниваются с экспериментальными данными работы [10]. Кривые 1—3 соответствуют значениям $M_1=2,0$, $\alpha^*=20^\circ$; $M=2,7$, $\alpha^*=25^\circ$ и $M=3,0$, $\alpha^*=25^\circ$; длина $L=140$ мм. Следует иметь в виду, что экспериментальные данные в области присоединения пограничного слоя на щитке имеются для всей зоны взаимодействия только для случая $M_1=2,7$. Поэтому сравнение расчета с экспериментом при $M_1=2,0$ и 3,0 можно проводить только для зоны отрыва.



Ф и г. 4

3. Рассмотрим течение, возникающее вблизи поверхности тела сферической формы, обтекаемого сверхзвуковым потоком (фиг. 4). Перед телом наблюдается отошедшая ударная волна 1. Параметры невозмущенного газа перед ударной волной — M_∞ , ρ_∞ , p_∞ . В передней критической точке на поверхности тела скорость газа равна нулю, а давление и плотность p_0' и ρ_0' соответственно рассчитываются по значениям парамет-

ров заторможенного потока за плоской ударной волной. Координата x отсчитывается вдоль образующей поверхности тела и определяется центральным углом $\alpha = x/R$, где R — радиус шара.

Основной особенностью образования донного следа у тел сферической формы является возникновение ударной волны 2 в точке отрыва пограничного слоя от поверхности тела [4]. В области присоединения пограничного слоя поток принимает направление оси течения, проходя ударную волну 3. Все течение на теле можно разделить на три зоны. Первая — от передней критической точки до сечения 1, вторая — зона отрыва 1—4, третья — зона присоединения пограничного слоя 5—8. Известные экспериментальные и теоретические [11] исследования обтекания сферы в области безотрывного течения (в первой зоне) позволяют утверждать, что в диапазоне углов от 0 до α_1 безразмерное давление p/p'_0 монотонно убывает по мере увеличения α . Эксперименты, проведенные в зоне отрыва на сферической кормовой части тела, показывают, что в отрывной зоне 1—3 с увеличением α давление растет, достигая некоторого постоянного значения в зоне 3—4 (значения донного давления).

Для расчета течения в зоне отрыва применим систему уравнений (1.1). Расчет производим от сечения 1 (см. фиг. 4) вниз по основному потоку до сечения 3. При этом используем указанные в п. 1 соотношения между параметрами $H, H^*, \Lambda, \Gamma, A^*, M^*$. Для расчета параметров течения в сечении 1 использовали результаты численного решения, полученные для течений идеального газа в работе [11]. Нужно отметить, что уравнения пограничного слоя (1.1) записаны в ортогональной системе координат x, y , причем координата x отсчитывается вдоль образующей тела. Соотношения для внешнего идеального сверхзвукового потока, который рассчитывается методом характеристик, удобно записать в ортогональной системе координат X, Y , где ось X направлена по оси симметрии осесимметричного течения. Поэтому при расчете следует также учитывать соотношения, связывающие обе координатные плоскости. При этом

$$\beta = \beta^* - \beta_*,$$

где β^* — угол между направлением вектора скорости на границе пограничного слоя и осью X ; β_* — угол между осями x и X .

Течение на кормовой части сферы, имеющей цилиндрическую донную державку, представляет собой течение в окрестности «осесимметричного щитка». Поэтому расчет взаимодействия турбулентного пограничного слоя с внешним идеальным сверхзвуковым потоком в этом случае аналогичен расчету, предложенному в п. 2.

Проведем расчет течения в окрестности сферической кормовой части тела с донной державкой. Сначала рассчитаем течение в зоне отрыва 1—3. Определив параметры в сечении 3, вычислим затем длину зоны изобарического течения 3—6. Она рассчитывается по методу работы [9] в предположении, что в этой зоне имеет место течение в донной области с уступом глубиной $b = R \cos \alpha_3 - r_2$ (см. фиг. 4), причем параметры изобарического течения в донной области M и δ^{**} имеют вид

$$M = M_6 = M_3; \quad \delta^{**} = \delta_6^{**} = (\delta_3^{**} R \cos \alpha_3) / r_2,$$

толщина вытеснения

$$\delta_6^* \approx (\delta_3^* + b) + \int_{x_3}^{x_6} \operatorname{tg} \beta dx.$$

Область присоединения пограничного слоя β — δ вычисляется по методу работы [5]. Расчет внешнего идеального потока (для получения параметра β^*) проводится методом характеристик.

Запишем соотношения для характеристик первого и второго семейств в физической плоскости XY и в плоскости годографа скорости [13]

$$(3.1) \quad \frac{dY}{dX} = \frac{\mu A + B}{\mu B + A}; \quad Edl \pm Ddz \pm LdX = 0.$$

На линиях тока будем иметь

$$(3.2) \quad \frac{dY}{dX} = \frac{A}{B}; \quad \frac{dw_*^2}{2} + Fdz = 0; \quad dt = \frac{dz}{\kappa},$$

где

$$A = l(1 - l^2); \quad B = \frac{1}{4}(1 - l^2)^2 - l^2; \quad E = \frac{4}{1 + l^2}; \quad D = \frac{\mu}{\kappa(\mu^2 + 1)};$$

$$L = \frac{A}{(\mu B + A)Y}.$$

В качестве искоемых функций были приняты переменные Ф. Э. Элерса $\mu = \sqrt{M^2 - 1}$, $l = \text{tg}(\beta^*/4)$, $z = \ln(p/p_1)$, $t = \ln(\rho/\rho_1)$, $w_* = w\sqrt{p_1/\rho_1}$.

Используя характеристики второго семейства (3.1) и соотношение для линии тока (3.2), проводим расчет течения на внутренней линии тока am' (см. фиг. 4). В конечных разностях получим

$$Y_m - Y_a = (X_m - X_a)(A/B)_a, \quad (Y_m - Y_c) = (X_m - X_c)[(\mu A - B)/(\mu B + A)]_c.$$

В плоскости годографа скорости для характеристики второго семейства имеем

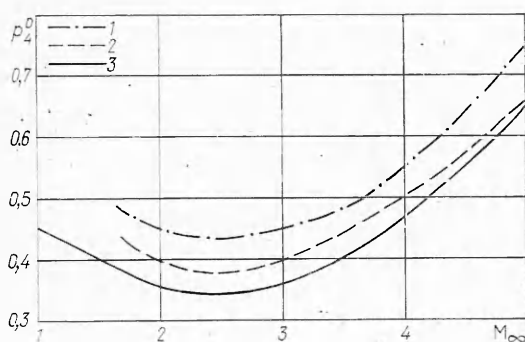
$$l_m = l_c + \frac{D_c}{E_c}(z_m - z_c) + \frac{L_c}{E_c}(X_m - X_c).$$

Для расчета значения z_m используются уравнения (1.1). Получив характеристику cm , рассчитываем характеристику $c'dm'$, элемент линии тока mm' и т. д. Таким образом, находим решение для внешнего идеального сверхзвукового потока.

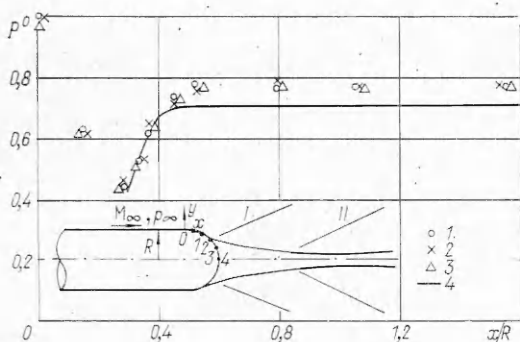
Расчет с использованием переменных Ф. Э. Элерса значительно сокращает время вычислений по сравнению с обычным расчетом в переменных $\mu = \text{arctg}\sqrt{M^2 - 1}$ и β^* . Конечными граничными условиями для системы уравнений (1.1) служат условия $\beta_3 = 0$ и $\Lambda_3 = 0$ в сечении δ . Предлагаемый метод применялся при радиусе донной державки $r_2 \gg \delta_1$. На фиг. 5 представлена зависимость донного давления $p_4^0 = p_4/p_\infty$ за телами сферической формы от числа M_∞ , рассчитанная при изменении M_∞ от 1,7 до 5,0 и $r_2/R = 0,25$. Функция $p_4^0 = f(M_\infty)$ имеет минимум при $M_\infty \approx 2,5$. Кривая 1 соответствует значению $\delta_1^{**}/R = 0,005$, а кривая 2 — $\delta_1^{**}/R = 0,003$, 3 — результатам расчета ($\delta_1^{**}/R = 0$), выполненного по методу работы [4].

4. Экспериментальное исследование взаимодействия турбулентного пограничного слоя с внешним сверхзвуковым потоком проводилось на сферической кормовой части цилиндрического тела. В работе использовалось кольцевое профилированное сопло с центральным телом (в качестве центрального тела служила сама модель), рассчитанное на $M_\infty = 1,9$. Диаметр модели $d = 2R = 20$ мм; отбор статического давления производился с помощью трубок с внутренним диаметром $d_1 = 0,5$ мм.

На фиг. 6 представлена схема течения в донной области цилиндрического тела со сферической кормой. В области отрыва пограничного



Ф и г. 5



Ф и г. 6

слоя возникает скачок уплотнения I, в области присоединения поток принимает направление оси течения, проходя скачок уплотнения II. Сечения, обозначенные цифрами 0—3, соответствуют: 0—началу расширения потока на сферической кормовой части тела, 1—началу взаимодействия в зоне отрыва, 2—отрыву пограничного слоя, 3—выравниванию давления. В области отрыва 1—4 можно выделить как зону градиентного течения, так и зону 3—4 безградиентного течения.

Число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам набегающего потока на границе пограничного слоя и длине центрального тела от «горла» сопла, менялось в диапазоне от $4,1 \cdot 10^6$ до $9,6 \cdot 10^6$. На фиг. 6 1 соответствует числу $Re = 4,1 \cdot 10^6$, 2 — $Re = 6,8 \cdot 10^6$, 3 — $9,6 \cdot 10^6$. Измерения профилей полного давления, проведенные трубкой полного напора (микронасадком) в сечении непосредственно перед сферической частью тела при $Re = 6,4 \cdot 10^6$, показали после пересчета к профилю скорости $u/u_1 = (y/\delta)^n$, что значение параметра $n \approx 1/7 - 1/8$, а толщина потери импульса $\delta_0^{**}/d = 0,0035$.

На фиг. 6 приведены результаты измерений распределения давления $p^0 = p/p_\infty$, полученные на сферической кормовой части тела. Предполагая, что донное давление за сферической кормой с донной державкой $r_2/R = 0,25$ практически равно донному давлению без державки (что с точностью 3—10% экспериментально показано для цилиндрических тел и конусов с плоской торцевой кормой), выполним расчет по развитому выше методу. Результаты расчета приведены на фиг. 6 (кривая 4).

В заключение автор благодарит М. Я. Юделовича и Е. Н. Бондарева за полезные советы и обсуждения работы.

Поступила 18 XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Макдональд Г. Исследование турбулентного отрывного течения, возникающего при обтекании вогнутого угла сверхзвуковым потоком.— Сб. пер. Механика, 1966, № 1 (95).
2. Гогин Л. В. Приближенный расчет критических давлений присоединения и отрыва турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— «Иzv. АН СССР. МЖТ», 1968, № 4.

3. Антонов А. Н., Бондарев Е. Н. Приближенный метод расчета турбулентного пограничного слоя при положительном градиенте давления.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1968, № 1.
4. Юделович М. Я. Приближенная методика расчета донного давления для тел сферической формы.— «Изв. АН СССР. Механика», 1965, № 3.
5. Антонов А. Н. Расчет взаимодействия турбулентного пограничного слоя с внешним сверхзвуковым потоком за уступом.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1971, № 3.
6. Kuehn D. M. Turbulent boundary-layer separation induced by flares on cylinders at zero angle of attack. NASA Techn. Rep. R — 117, 1961.
7. Богданов, Кешлер. Отрыв турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— Сб. пер. Вопросы ракетной техники, 1956, № 6.
8. Меллор Дж. Л., Джибсон Д. М. Равновесные турбулентные пограничные слои.— Сб. пер. Механика, 1967, № 2 (102).
9. McDonald H. The turbulent supersonic base pressure problem and comparison between a theory and some experimental evidence.— «Aeronaut. Quart.», 1966, N 17.
10. Chapman D., Kuehn D., Larson H. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. NASA, Rep. N 1356, 1956.
11. Дьяконов Ю. Н., Зайцев Н. А. Обтекание затупленного тела сверхзвуковым потоком идеального газа.— «Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение», 1963, № 1.

УДК 532.517.4

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО ВОЗМУЩЕНИЯ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ

М. А. Гольдштик, М. Х. Правдина

(Новосибирск)

Произведены проверка и уточнение расчетов [1] и критический анализ интерпретации экспериментальных данных [2, 3]. Предложена модель, непосредственно учитывающая в уравнениях движения члены, описывающие взаимодействие возмущения с турбулентными пульсациями. Показаны преимущества такого подхода по сравнению с использованием моделей турбулентной вязкости.

В последние годы возрос интерес к проблеме устойчивости турбулентных потоков, связанный с попытками предсказания осредненных характеристик турбулентного потока на основе свойств его устойчивости [4—7]. До недавнего времени задача об устойчивости решалась только в квазиламинарном приближении, когда взаимодействие возмущения с пульсациями не учитывалось [5]. Это было связано с отсутствием экспериментального материала, который позволил бы апробировать какие-либо модели, описывающие такое взаимодействие. В 1970—1972 гг. появилась серия работ Рейнольдса и Хуссейна [1—3], осуществивших уникальные эксперименты и первые расчеты по моделям, учитывающим взаимодействие слабого неслучайного сигнала с турбулентностью для течения в канале.

В некотором сечении канала вносилось периодическое возмущение (вибрирующие полоски около стенок) и изучалось его распространение вниз по течению. Был выделен слабый неслучайный сигнал, составлявший около 4% от турбулентных пульсаций скорости. Эксперименты производились для четырех частот при числе Рейнольдса ($Re=13800$), рассчитанном по полуширине канала и максимальной скорости [2].

В связи с этим экспериментом ставится пространственная задача об устойчивости турбулентного потока в линейном приближении. На