

А. М. ФАЙНЗИЛЬБЕР

**ИНТЕГРИРОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ГАЗА
МЕТОДОМ УНИВЕРСАЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ**

(Представлено академиком Н. Е. Кочиным 7 IX 1944)

Примем обозначения: u и v — компоненты скорости в слое, ρ — плотность, p — давление, θ — абсолютная температура, τ — напряжение трения, μ — динамический коэффициент вязкости, ν — кинематический коэффициент вязкости, \bar{u} , $\bar{\rho}$, $\bar{\rho}$ и т. д. — соответственно значения величин на границе слоя, θ_0 , ν_0 и т. д. — значения величин на поверхности профиля, Pr — число Прандтля, $Ва$ — число Барстона, κ — показатель адиабаты, $c = (\kappa - 1) Pr Ва^{-2}$.

Уравнения ламинарного пограничного слоя суть:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} = \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{dp}{dx} + \frac{\partial \tau}{\partial y}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0, \quad (2)$$

$$c_p \left(\rho u \frac{\partial \theta}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) = \frac{dp}{dx} u + \frac{c_p}{Pr} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2, \quad (3)$$

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (4)$$

$$\frac{\mu^2}{\mu^2} = \frac{\theta}{\theta} = \frac{\bar{\rho}}{\rho}. \quad (5)$$

Аналогично тому, как мы это уже делали для несжимаемой жидкости⁽¹⁾, применим к интегрированию системы (1) — (5) метод универсальных переменных. Именно, введем в качестве независимых переменных x и u , а в качестве функций

$$\tau_1 = \frac{\tau}{\mu \rho} \quad (6)$$

и

$$\mu_1 = \frac{\mu}{\mu}. \quad (7)$$

В новых переменных система (1) — (5) сводится к уравнениям:

$$\tau_1^2 \frac{\partial^2 \tau_1}{\partial u^2} - \frac{\bar{u} \bar{u}'}{\mu \bar{\rho}} \mu_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial u} - \frac{u}{\mu \bar{\rho}} \frac{1}{\mu_1} \frac{\partial \tau_1}{\partial x} + \left[\frac{u}{\mu \bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_1} \right) + \frac{\bar{u} \bar{u}'}{\mu \bar{\rho}} \frac{\partial \mu_1}{\partial u} \right] \tau_1 = 0, \quad (8)$$

$$\tau_2 \left(\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial u^2} + \frac{Pr}{c_p \bar{\theta}} \right) + \frac{1 - Pr}{2} \frac{\partial \tau_2}{\partial u} \frac{\partial \theta_1}{\partial u} - \frac{2 Pr}{\mu \bar{\rho}} u \frac{\partial \mu_1}{\partial x} - \frac{Pr \bar{u} \bar{u}'}{\mu \bar{\rho}} \mu_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial u} = 0. \quad (9)$$

Здесь $\tau_2 = \tau_1^2$; $\theta_1 = \mu_1^2$ (безразмерная температура).

Граничные условия системы (8), (9) суть

$$\text{при } u=0: \mu_1 = \sqrt{\frac{\bar{\theta}_0}{\bar{\theta}}}; \quad \left(\tau_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial u} \right) = - \frac{\bar{u} \bar{u}'}{\bar{\mu} \bar{\rho}} \mu_1; \quad (10)$$

$$\text{при } u=\bar{u}: \mu_1 = 1, \quad \tau_1 = 0. \quad (11)$$

Пользуясь для конфузорной области разложениями вида:

$$\tau_1 = \sum_{i=0}^{\infty} a_i(x) u_1^i, \quad (12)$$

$$\mu_1 = \sum_{i=0}^{\infty} b_i(x) u_1^i, \quad (13)$$

получаем из уравнений (8) и (9) и граничных условий (10), (11) следующую серию уравнений (мы выпишем несколько первых):

$$b_0 = \sqrt{\frac{\bar{\theta}_0}{\bar{\theta}}}; \quad \frac{a_0 a_1}{b_0} = - \frac{\bar{u}^2 \bar{u}'}{\bar{\mu} \bar{\rho}};$$

$$\sum a_i(x) = 0, \quad \sum b_i(x) = 1;$$

$$a_0^2 a_2 = \frac{\bar{u}^2 \bar{u}'}{2 \bar{\mu} \bar{\rho}} (b_0 a_1 - b_1 a_0); \quad a_0^2 \left(2b_0 b_2 + b_1^2 + \frac{c}{2} \right) = \frac{\bar{u}^2 \bar{u}'}{\bar{\mu} \bar{\rho}} b_0^2 b_1$$

и т. д.

Найдем распределение скоростей. На основании (6), (12) и (13) получаем:

$$\frac{\bar{c}}{u} y = \frac{b_0}{a_0} u_1 + \frac{1}{2} \left(\frac{b_1}{a_0} - \frac{a_1 b_0}{a_0^2} \right) u_1^2 + \dots \quad (14)$$

Расчет отрыва будет рассмотрен в другой нашей статье.

Поступило
7 IX 1944

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. М. Файнзильбер, ДАН, XLVIII, № 7 (1945).