

ЛИТЕРАТУРА

1. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. ИЛ, 1950.
2. Bleakney W., Taub A. H. Interaction of shock waves. Rev. Modern Phys., 1949, vol. 21, No. 4.
3. Smith W. R. Mutual reflection of two shock waves of arbitrary strength. Phys. Fluids, 1959, vol. 2, No. 5.
4. Рыжов О. С., Христианович С. А. О нелинейном отражении слабых ударных волн. ПММ, 1958, т. XXII, вып. 5.
5. Light hill M. J. The diffraction of blast. Proc. Roy. Soc., sec. A, 1949, vol. 198, No 1055.
6. White D. R. An experimental survey of the Mach reflection of Shock waves. Proceedings of the Second mid-western conference on fluid mechanics. Ohio, 1952.
7. Whitham G. B. A new approach to problem of shock dynamics. Part I. Two dimensional problem. J. Fluid Mech., 1957, vol. 2, No. 1.

ОБ ЭФФЕКТЕ РЕЛАКСАЦИОННОГО ЭНТРОПИЙНОГО СЛОЯ

А. А. Гладков (Москва)

Рассмотренный в работе [1] релаксационный пограничный слой — не единственный случай, когда влияние релаксационных процессов сказывается в тонком слое, простирающемся безгранично вниз по потоку. Влияние релаксации может проявляться в тонком слое бесконечной протяженности также при обтекании затупленных тел газом, в котором времена релаксации велики.

Пусть затупленное тело обтекается гиперзвуковым потоком невязкого нетеплопроводного газа. Пусть условия таковы, что состояние газа остается замороженным за наклонной ударной волной, а за ударной волной, близкой к прямой, происходит релаксация с характерным временем t , большим $\Delta k/u_\infty$, где $k = \rho_1/\rho_\infty$ — отношение плотностей в ударной волне, индекс ∞ относится к состоянию перед ударной волной, индекс 1 к состоянию за ударной волной, Δ — расстояние от ударной волны до носика тела. Тогда в большей части течения около тела будет замороженным. Однако в передней критической точке состояние газа, очевидно, всегда равновесное и в окрестности критической точки процессы релаксации играют существенную роль. Очевидно, чем больше время релаксации, тем меньше толщина области, где существенны процессы релаксации. Вследствие того, что вдоль линий тока, проходящих через эту область, изменяется энтропия активных степеней свободы, влияние релаксационных процессов проявляется и в слое вниз по течению от критической точки, даже в том случае, когда процессы релаксации в слое замораживаются. Этот слой развивается в энтропийном слое на теле и по существу является релаксационным энтропийным слоем (точнее, неэнтропийным, если энергия в процессе релаксации поглощается). Изменение энтропии в релаксационном энтропийном слое складывается из изменений энтропии при переходе через ударную волну $\Delta s_y = c_v \ln p_1/\rho_1^\gamma$ и изменений энтропии вследствие процессов релаксации $-\Delta s_p$. Суммарное изменение энтропии

$$\Delta s \sim \ln \left[\frac{p_1}{\rho_1^\gamma} \exp \left(- \frac{\Delta s_p}{c_v} \right) \right]$$

Можно дать оценку толщины слоя, в котором несущественна релаксация, в передней критической точке симметричного тела, если воспользоваться линейным законом изменения скорости за ударной волной $u(x) = u_1(1 - x/\Delta)$. За время t частица пройдет вдоль оси симметрии расстояние $x_p = \Delta [1 - \exp(-tu_1/\Delta)]$. Это и есть искомая толщина слоя.

Будем считать, что при расширении газа на носике происходит его быстрое замораживание и рассмотрим влияние релаксационного энтропийного слоя на тонких телах со скачками уплотнения степенной формы $y = cx^n$, считая толщину слоя в критической точке малой. Для замороженного течения справедливы уравнения, полученные при рассмотрении энтропийного слоя [2]

$$\frac{\partial p}{\partial \psi} = - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial v}{\partial x}, \quad \frac{\partial}{\partial x} \frac{p}{\rho^\gamma} = 0, \quad \frac{\partial y}{\partial \psi} = \frac{1}{\rho u y^\nu}, \quad \frac{dy}{dx} = \frac{v}{u}$$

и уравнение энергии

$$u^2 + v^2 + \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} = u_\infty^2 - 2e$$

где e — энергия инертных степеней свободы газа. Также остаются справедливыми оценки для энтропийного слоя

$$\begin{aligned} v &\sim u_{\infty} \tau, & p &\sim \rho_{\infty} u_{\infty}^2 \tau^2, & \tau &\sim c x^{n-1} \\ \frac{\Delta p}{p} &\leq \tau^2, & \rho &\sim k \rho_{\infty} \tau^{2/\gamma}, & k &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \\ \frac{\Delta y}{y} &= \frac{\tau^n}{k}, & \psi &= \frac{n}{4-n} (1 + \nu) - \frac{2}{\gamma} \end{aligned} \quad (1)$$

Используя оценки (1) и считая, что продольный размер области релаксации порядка поперечного δ_c , следовательно изменение функции тока в релаксационном энтропийном слое $\Delta \psi \sim u_{\infty} \rho_{\infty} \delta_c^{2+\nu}$, получим аналогично [2] оценки для релаксационного энтропийного слоя:

перепад давления поперек слоя

$$\frac{\Delta p_{\perp}}{p} \leq \frac{\tau^2 \delta_c^{2+\nu}}{\Delta} \frac{1+\nu}{c^{n-1}}$$

плотность газа в слое

$$\rho_{\perp} \sim k \rho_{\infty} \tau^{2/\gamma} \exp \frac{\Delta s_p}{c_v}$$

скорость газа в слое

$$u_{\perp} = \left(u_{\infty}^2 - 2e - \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_{\perp}}{\rho_{\perp}} \right)^{1/2}$$

Таким образом, в релаксационном энтропийном слое при малых углах наклона контура тела к потоку давление остается постоянным поперек слоя, плотность газа возрастает, а скорость падает по направлению к стенке.

Относительная толщина релаксационного слоя

$$\frac{\Delta y_{\perp}}{y} \sim \frac{\tau^2}{k} \frac{u_{\infty}}{u_{\perp}} \frac{\delta_c^{2+\nu}}{\Delta} \frac{1+\nu}{c^{n-1}} \exp \left(- \frac{\Delta s_p}{c_v} \right)$$

Изменение толщины суммарного энтропийного слоя складывается из разности толщины релаксационного энтропийного слоя Δy_{\perp} и толщины слоя Δy_{\parallel} , образованного линиями тока, соответствующими Δy_{\perp} , в отсутствие релаксации

$$\begin{aligned} \frac{\Delta y_{\parallel}}{y} &\sim \frac{\tau^2}{k} \frac{\delta_c^{2+\nu}}{\Delta} \frac{1+\nu}{c^{n-1}} \\ \frac{\Delta y_{\Sigma}}{y} &= \frac{\Delta y_{\parallel}}{y} - \frac{\Delta y_{\perp}}{y} \sim \frac{\tau^2 \delta_c^{2+\nu}}{\Delta} \frac{1+\nu}{c^{n-1}} \left[\frac{u_{\infty}}{u_{\perp}} \exp \left(- \frac{\Delta s_p}{c_v} \right) - 1 \right] \end{aligned}$$

Приведенные оценки показывают, что для детального расчета энтропийного релаксационного слоя необходимы подробные сведения о течении в окрестности критической точки.

Если в окрестности критической точки идет несколько процессов релаксации с различными временами, то релаксационный энтропийный слой состоит из нескольких слоев, соответствующих определенным процессам релаксации.

В том случае, когда релаксационные процессы сопровождаются выделением энергии, в приведенных выше оценках следует изменить знак энтропии Δs_p и энергии e . Сделанный ранее вывод о постоянстве давления поперек слоя сохраняется для таких слоев, но плотность в слое уменьшается, а скорость увеличивается.

Наличие релаксационного энтропийного слоя будет оказывать существенное влияние на пограничный слой, который развивается внутри релаксационного энтропийного слоя и на процессы теплообмена газа с телом.

Поступила 27 XI 1962

ЛИТЕРАТУРА

- Жигулев В. Н. Об эффекте релаксационного пограничного слоя. Докл. АН СССР, 1962, т. 144, № 6.
- Сычев В. В. К теории гиперзвуковых течений газа со скачками уплотнения степенной формы. ПММ, т. XXIV, вып. 3.