$$C_V = \frac{\nu R}{X}\left[3X - 12 - 3x_1 + \frac{13{,}5x_1}{X} - 4{,}5x_1^2 + \frac{T_\varepsilon}{T}\left(24 + 9x_1 - \frac{27x_1}{X} + \frac{9x_1^2}{X}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{X^2}{\sum g^2 x_g}\left(-\frac{24T_\varepsilon}{T} + 9 - \frac{4{,}5x_1}{X} + \frac{9x_1}{X}\cdot\frac{T_\varepsilon}{T}\right) + (X-1)\left(\frac{T_\varepsilon}{T} + \frac{i_1 T_{кр}}{2T}\right)\right]. \qquad (7)$$

В этом случае предельный переход $x_1 \to 1 \quad и \quad X \to 1$ дает C_V=1,5R.

Полученные формулы, учитывая зависимость концентрации кластеров от температуры и давления, позволяют объяснить поведение теплоемкости реальных газов и ее зависимость от этих величин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вассерман А.А., Казавчинский Я.З., Рабинович В.А. Теплофизические свойства воздуха и его компонент. - М.: Наука, 1966.- 376 с.

ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОТОК ЖИДКОСТИ ПО НАКЛОННОЙ ПЛОСКОСТИ

Потетюнко Э.Н.
Южный Федеральный университет
Ростов-на-Дону, Россия

В работе найдены распределения скоростей и давления в турбулентном потоке жидкости по наклонной плоскости под действием силы тяжести.

1. **Постановка задачи**. Рассмотрим плоское стационарное турбулентное движение жидкости по наклонной плоскости под действием силы тяжести [1]:

$$\rho\left(\overline{\upsilon}_x\frac{\partial\overline{\upsilon}_x}{\partial x} + \overline{\upsilon}_z\frac{\partial\overline{\upsilon}_x}{\partial z}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{\tau}_{xx} + R_{xx}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{\tau}_{xz} + R_{xz}\right) - \frac{\partial\overline{p}}{\partial x} + \rho g\sin\alpha,\ R_{xx} = -\rho\overline{\upsilon_x'^2},$$
$$R_{xz} = -\rho\overline{\upsilon_x'\upsilon_z'},$$
$$\rho\left(\overline{\upsilon}_x\frac{\partial\overline{\upsilon}_z}{\partial x} + \overline{\upsilon}_z\frac{\partial\overline{\upsilon}_z}{\partial z}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{\tau}_{xz} + R_{xz}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{\tau}_{zz} + R_{zz}\right) - \frac{\partial\overline{p}}{\partial z} - \rho g\cos\alpha. \qquad (1)$$

Здесь $\overline{\upsilon}_x$, $\overline{\upsilon}_z$ - проекции средней скорости частиц жидкости на оси Ox, Oz; $\overline{\tau}_{xx}$, $\overline{\tau}_{xz}$, $\overline{\tau}_{zz}$ - составляющие тензора напряжений в осредненном движении жидкости:

$$\overline{\tau}_{xx} = 2\mu\frac{\partial\overline{\upsilon}_x}{\partial x},\ \overline{\tau}_{xz} = \mu\left(\frac{\partial\overline{\upsilon}_x}{\partial z} + \frac{\partial\overline{\upsilon}_z}{\partial x}\right),\ \overline{\tau}_{zz} = 2\mu\frac{\partial\overline{\upsilon}_z}{\partial z}, \qquad (2)$$

где $\overline{p}$ - осредненное гидродинамическое давление.

Функции R_{xx}, R_{xz}, R_{zz} - добавочные напряжения Рейнольдса, представляющие суммарный эффект всех беспорядочных отклонений скоростей υ_x', υ_z' от их средних значений $\overline{\upsilon}_x$, $\overline{\upsilon}_z$. Функции $\overline{\upsilon_x'^2}$, $\overline{\upsilon_x'\upsilon_z'}$ - сглаженные нелинейные слагаемые ускорения, порожденные отклонениями скоростей υ_x', υ_z' от их средних значений $\overline{\upsilon}_x$, $\overline{\upsilon}_z$. Далее ρ - плотность жидкости, g - ускорение свободного движения, μ - коэффициент внутреннего трения (коэффициент вязкости), $\mu = \rho\nu$, ν - кинематический коэффициент вязкости. Начало координат выбрано на неподвижной плоскости Oxy, наклоненной к горизонту под углом α. Ось Oy - горизонтальна, ось Oz направлена перпендикулярно к плоскости вверх, ось Ox лежит в плоскости и направлена вниз по направлению потока.

Считаем, что турбулентное движение жидкости в среднем происходит в направлении оси Ox и, что средняя скорость этого движения существенным образом зависит лишь от координаты z: $\overline{\upsilon}_x = \overline{\upsilon}_x(z)$, $\overline{\upsilon}_y = 0$, $\overline{\upsilon}_z = 0$. В этом случае наиболее существенным из добавочных напряжений является лишь $R_{xz} = -\rho\overline{\upsilon_x'\upsilon_z'}$ [1]. То есть, полагаем $R_{xx} = 0$, $R_{zz} = 0$. Во многих источниках указывается, что турбулентное трение намного больше внутреннего трения. Поэтому полагаем $\overline{\tau}_{xx} = 0$, $\overline{\tau}_{xz} = 0$, $\overline{\tau}_{zz} = 0$, то есть, фактически рассматриваем турбулентное движение идеальной жидкости без учета внутреннего трения.

Уравнение неразрывности для средних скоростей $\overline{\upsilon}_x$, $\overline{\upsilon}_z$ и их пульсаций υ'_x, υ'_z имеют вид

$$\frac{\partial \overline{\upsilon}_x}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\upsilon}_z}{\partial z} = 0, \ \frac{\partial \upsilon'_x}{\partial x} + \frac{\partial \upsilon'_z}{\partial z} = 0. \tag{3}$$

Из первого уравнения (3) при $\overline{\upsilon}_z = 0$ выводим, что $\dfrac{\partial \overline{\upsilon}_x}{\partial x} = 0$.

С учетом всех допущений, предположений и выводов из (1) следует

$$\frac{\partial}{\partial z} R_{xz} - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x} + \rho g \sin\alpha = 0, \ -\frac{\partial \overline{p}}{\partial z} - \rho g \cos\alpha = 0. \tag{4}$$

Эти уравнения выполняется в области $0 \le z \le h$, где h - толщина потока. Согласно [1] имеем:

$$R_{xz} = k^2 \rho \frac{\dot{\overline{\upsilon}}_x^4}{\ddot{\overline{\upsilon}}_x^2}, \ \dot{f} = \frac{d}{dz} f. \tag{5}$$

Постоянная k определяется из эмпирических данных.

Считаем, что сверху поток ограничен свободной поверхностью, на которой выполняется динамическое условие равенства нормального напряжения в жидкости атмосферному давлению p_0. Кинематические условия на свободной поверхности и на дне выполняются автоматически, так как мы полагаем $\overline{\upsilon}_z = 0$.

Поскольку внутреннее трение не учитывается, то полагаем, что при $z = 0$ касательная к профилю средней скорости $\overline{\upsilon}_x$ направлена перпендикулярно к оси Oz. Это объясняется тем, что при учете вязкости вблизи стенки возникает ламинарный подслой, толщина которого много меньше толщины турбулентного потока, и потому, функция $\overline{\upsilon}_x$ является функцией большого градиента, так как она на малом интервале переменной z меняется от нуля до конечного значения.

Зададим еще расход жидкости Q через поперечное сечение потока и значение скорости $\overline{\upsilon}_x$ на свободной поверхности.

Итак, к системе (4), (5) формулируем следующее граничное условие:

$$-\overline{p} = -p_0 = const, \ \overline{\upsilon}_x = \upsilon_*, \ z = h, \ Q = \int_0^h \overline{\upsilon}_x dz, \ \frac{\partial \overline{\upsilon}_x}{\partial z} = \infty, \ z = 0. \tag{6}$$

2. **Решение задачи (1), (4)-(6).** Из второго уравнения в (4) с учетом первого условия в (6) находим $\overline{p} = p_0 + \rho g (h - z)$. Подставляем его в первое уравнение в (4), выводим

$$R_{xz} - \tau_0 = -\rho g z \sin\alpha, \ \tau_0 = R_{xz}\big|_{z=0}. \tag{7}$$

Из (5), (7) находим

$$\frac{\ddot{\upsilon}_x}{\dot{\upsilon}_x^2} = \frac{k\sqrt{\rho}}{\sqrt{\tau_0 - \rho g z \sin\alpha}} = -\frac{d}{dz}\left(\frac{1}{\dot{\upsilon}_x}\right). \qquad (8)$$

Интегрируя (8) с учетом последнего условия в (6), получаем представление для $\dot{\upsilon}_x$:

$$\dot{\upsilon}_x = \frac{\rho g \sin\alpha}{2\sqrt{\rho}k}\frac{1}{\sqrt{\tau_0} - \sqrt{\tau_0 - \rho g z \sin\alpha}}. \qquad (9)$$

Интегрируя (9) с учетом второго условия в (6) находим $\overline{\upsilon}_x$ через τ_0

$$\overline{\upsilon}_x(z) = \upsilon_* - \frac{1}{k}\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}\left(R_h - R_z - \ln\frac{1-R_h}{1-R_z}\right), \qquad (10)$$

$$R_h = \left[1-\left(\frac{\rho g h \sin\alpha}{\tau_0}\right)^2\right]^{1/2},\ R_z = \left[1-\left(\frac{\rho g z \sin\alpha}{\tau_0}\right)^2\right]^{1/2}.$$

Вычисляя расход по третьей формуле в (6) и считая его известным, выводим уравнение для определения τ_0

$$Q = h\cdot\upsilon_* + \frac{1}{k}\sqrt{gh\sin\alpha}\left[-\frac{1}{2y^{1/2}} + \frac{1}{3}\left(\sqrt{1-y^2} - 1\right)\right], \qquad (11)$$

$$y = \frac{\rho g h \sin\alpha}{\tau_0}.$$

Формулы для $\overline{p}$, $\overline{\upsilon}_x(z)$ и значения τ_0, найденное из (11) дают решение поставленной задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика, ч. II, м., физматгиз 1963 г., 728с.

ЗАКОН ВЕКОВОГО СМЕЩЕНИЯ ПЛАНЕТ

Пухов С.Н.

Движение планет Солнечной системы по их орбитам вокруг Солнца удовлетворяет трем законам Кеплера[1]. Эти законы можно получить из закона всемирного тяготения Ньютона и закона сохранения механической энергии W=Wk+Wn =const .

Кеплер сформулировал свои законы в следующем виде:

Все планеты Солнечной системы движутся по эллиптическим орбитам, в одном из фокусов которых находится Солнце.

За равные промежутки времени радиус-вектор планеты прочерчивает равные площади.

Квадраты периодов обращения планет вокруг Солнца относятся как кубы больших полуосей эллиптических орбит этих планет.

Из сохранения механической энергии планет следует стационарность планетных орбит, а также постоянство периодов обращения планет вокруг Солнца.

В Квантовой теории гравитации (КТГ) разрабатываемой автором [2,3] используется понятие о потоках гравитонов заполняющих Вселенную и являющихся энергетической основой гравитации. Несмотря на чрезвычайно слабый характер взаимодействия гравитонов с веществом некоторая их часть все же поглощается телами в силу чего собственно и возникает между ними гравитационное взаимодействие. В результате этого поглощения масса тел хоть и незначительно будет увеличиваться. В рамках КТГ не представляет большого труда