

НЕКОТОРЫЕ МГД-ТЕЧЕНИЯ С ДИССИПАЦИЕЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Приводятся решения двух простейших МГД-течений с диссипацией механической энергии; течение Куэтта в магнитной гидродинамике и течение Гартмана. Считается, что физические свойства жидкости не зависят от температуры. Предполагается малость магнитных чисел Рейнольдса, что позволяет пренебречь влиянием движения жидкости на магнитное поле, приложенное перпендикулярно пластинам, между которыми происходит течение жидкости.

Если температуру нижней пластины обозначить через T_1 , а верхней T_2 , то возможны следующие соотношения между ними: 1) $T_2 > T_1$; 2) $T_2 = T_1 = T_0$; 3) $T_2 < T_1$.

1. МГД — течение Куэтта. Выберем начало координат на неподвижной пластине. Ось y поправим по перпендикуляру к пластине, отстоящей от неподвижной на расстоянии h и движущейся с постоянной скоростью U_0 в направлении оси x . В этом случае решениями уравнений движения и энергии являются

$$\bar{u} = \frac{\text{sh } M}{\text{sh } M} \eta, \quad \vartheta_i = \vartheta_i^* + \frac{D_i}{2} \left(1 - \frac{\text{sh}^2 M}{\text{sh}^2 M} \eta \right), \quad (1)$$

$$\bar{u} = \frac{u}{U_0}, \quad \eta = \frac{y}{h}, \quad M = B_0 \sqrt{\frac{\sigma}{\mu}} h, \quad \vartheta_1 = \frac{T - T_1}{T_2 - T_1},$$

$$\vartheta_2 = \frac{T - T_0}{T_0}, \quad \vartheta_3 = \frac{T - T_2}{T_1 - T_2}, \quad D_1 = \frac{\mu U_0^2}{\lambda (T_2 - T_1)}, \quad D_2 = \frac{\mu U_0}{\lambda T_0}, \quad (2)$$

$$D_3 = \frac{\mu U_0}{\lambda (T_1 - T_2)}, \quad \vartheta_1^* = \eta, \quad \vartheta_2^* = 0, \quad \vartheta_3^* = 1 - \eta.$$

Здесь $\bar{u}$, T , μ , λ , σ — скорость движения жидкости, ее температура, динамический коэффициент вязкости, коэффициент теплопроводности и электропроводности; B_0 — магнитная индукция; M — число Гартмана; D — диссипативный фактор. Индекс $i = 1, 2, 3$ указывает на соответствующее соотношение между T_1 и T_2 ; ϑ^* — распределение температуры поперек потока без диссипации энергии ($D = 0$).

При $M \rightarrow 0$ из (1)–(2) следует результат обычной гидродинамики

$$\bar{u} = \eta, \quad \vartheta_i = \vartheta_i^* + \frac{1}{2} D_i \eta (1 - \eta). \quad (3)$$

Из анализа (1) и (3) следует, что с увеличением числа Гартмана происходит увеличение $\max(\vartheta_i - \vartheta_i^*)$. Кроме того, с увеличением M положение $\max(\vartheta_i - \vartheta_i^*)$ смещается от середины канала в сторону движущейся пластины.

2. МГД — течение Пуазейля. В прямоугольной системе координат ось x направляется вдоль канала шириной $2h$ по его оси симметрии, а ось y — по перпендикуляру к стенкам канала. Скорость жидкости на его оси обозначим U_0 . Распределение скоростей для такого течения было получено Гартманом

$$\bar{u} = \frac{\text{ch } M - \text{ch } M \eta}{\text{ch } M - 1}, \quad (4)$$

а интегралом уравнения энергии является

$$\begin{aligned} \vartheta_i &= \vartheta_i^* + D_i \left(\frac{M}{\operatorname{ch} M - 1} \right)^2 \times \\ &\times \left[\frac{\operatorname{ch} 2M - \operatorname{ch} 2M \eta}{4M^2} + \frac{1 - \eta^2}{2} \operatorname{ch}^2 M - \frac{2}{M^2} \operatorname{ch} M (\operatorname{ch} M - \operatorname{ch} M \eta) \right] \\ \vartheta_1^* &= \frac{1}{2} (1 + \eta), \quad \vartheta_2^* = 0, \quad \vartheta_3^* = \frac{1}{2} (1 - \eta). \end{aligned} \quad (5)$$

При $M \rightarrow 0$ из (4) и (5) следует результат обычной гидродинамики

$$\bar{u} = 1 - \eta^2, \quad \vartheta_i = \vartheta_i^* + \frac{1}{3} D_i (1 - \eta^4). \quad (6)$$

Из (5) и (6) снова следует, что с ростом M увеличивается величина $\max(\vartheta_i - \vartheta_i^*)$. Так как распределение профиля скорости в канале симметрично относительно его середины; то $\max(\vartheta_i - \vartheta_i^*)$ при любом M остается на оси канала.

А. К. Чикириш

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ НАПРЯЖЕНИЯ ТРЕНИЯ НА СТЕНКЕ

В работе рассматривается измерительная система для определения касательного напряжения на стенке прямым методом при наличии возмущений в виде вибраций в полосе частот $5 \div 25$ герц и при изменении коэффициента трения от максимального значения до нуля (например, при отрывном течении в пограничном слое). В этих условиях из-за малой жесткости подвеса плавающего элемента поверхности резонансные явления в указанной полосе частот, когда амплитуда наведенных колебаний может превысить измеряемую величину смещения весового элемента Δx в 100—150 раз при максимальном значении последней, порядка $1 \mu k$. Средствами электроники оказалось весьма затруднительным выполнить требование точности измерений 1% во всем диапазоне. За основу системы измерения взят пневматический датчик типа сопло-заслонка в дифференциальном исполнении (см. разрез проточной части на рис. 1). Подводящие трубки и емкость манометра выполняют роль фильтра, осредняющего пульсации от нескольких герц и выше. Демпфирование весового элемента прибора, жестко связанного с плавающей заслонкой, может быть таким, что снизится чувствительность датчика. Поскольку демпфирование и чувствительность должны находиться в оптимальном соотношении, был проведен теоретический анализ гидравлических характеристик. Экспериментальная проверка дала значение чувствительности больше на 15—20%, чем расчетная зависимость на рис. 1 (кривая 1), которая, однако, показывает, что при определенном соотношении геометрических параметров датчика чувствительность может быть повышена еще в 1,5—2 раза.

В качестве выходного сигнала датчика используется перепад давления между соплами (перед диффузором). Это давление для одной половины датчика может быть определено по формуле

$$(p - p_a) = (p_0 - p_a) \frac{\Theta_1 \frac{1}{\operatorname{Re}} (12k^{-2} + 3) + \frac{12}{\operatorname{Re}} \frac{1}{m} \ln k}{0,1 (12k^{-2} + 3) + \frac{12}{\operatorname{Re}} \frac{1}{m} \ln k + 2Nm^2}, \quad (1)$$