

УДК 532.517.2:536.24

ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОЕ ТЕЧЕНИЕ КУЭТТА

САНОЧКИН Ю. В.

Течение чистого сдвига может возникнуть не только в жидкости между двумя параллельными плоскими стенками, одна из которых движется в своей плоскости с постоянной скоростью относительно другой, но и в слое жидкости со свободной поверхностью под действием капиллярной силы. В частности, если температура вдоль свободной границы изменяется, то тангенциальная поверхностная сила может быть обусловлена термокапиллярным эффектом [1]. Покажем это.

В отсутствие возвратного течения свободная поверхность жидкости не деформируется термокапиллярным движением. Пусть слой несжимаемой жидкости ограничен твердой стенкой $y=0$ и свободной поверхностью $y=h$. Давление в газе над жидкостью предполагается постоянным. Решение для скорости ищется в виде $v_x=u(y)$, $v_y=0$. Тогда динамические условия на свободной поверхности записываются в виде

$$\rho v u' = -\alpha' \frac{\partial T}{\partial x}, \quad p=0 \quad (1)$$

а кинематическое удовлетворяется автоматически. Здесь α — коэффициент поверхностного натяжения, $\alpha' = -d\alpha/dT$, ν — кинематическая вязкость. Плотность ρ и коэффициенты переноса жидкости считаются не зависящими от температуры. Тем не менее тепловая и динамическая задачи оказываются связанными условием (1). Из уравнений Навье — Стокса с учетом (1) следует, что в отличие от обобщенного течения Куэтта [2] при термокапиллярном движении вдоль слоя градиент давления не возникает. Указанный градиент давления может появиться при искривлении свободной поверхности, однако течение не будет в этом случае плоскопараллельным. Рассмотрение этого вопроса выходит за рамки поставленной задачи. Согласно (1), температура на свободной границе должна линейно зависеть от продольной координаты. Поэтому решение для температуры можно искать в виде $T = -(\beta + \gamma y)x + \theta(y)$, где β, γ — константы. Тогда из уравнений Навье — Стокса с учетом (1) и условия прилипания на стенке находим

$$u = \frac{\alpha'(\beta + \gamma h)}{\rho \nu} y \quad (2)$$

Используя (2), для определения функции θ получаем из уравнения энергии

$$\theta''(\xi) = -T_c \xi \left[1 - \frac{\gamma h}{\beta + \gamma h} (1 - \xi) \right] - T_v, \quad \xi = \frac{y}{h} \quad (3)$$

$$T_c = \frac{\alpha'(\beta + \gamma h)^2 h^3}{\rho \nu \chi}, \quad T_v = \frac{\alpha'^2(\beta + \gamma h)^2 h^2}{c \rho^2 \nu \chi}$$

Здесь T_c, T_v — величины, имеющие размерность температуры, χ — коэффициент температуропроводности, c — теплоемкость жидкости. Члены (3), пропорциональные T_c и T_v , характеризуют вклады конвективного переноса тепла и вязкой диссипации энергии соответственно. Влияние тепла, выделяющегося вследствие трения, на распределение температуры в течении Куэтта подробно изучено [2]. Кроме того, если не рассматривать очень тонких пленок жидкости, отношение $T_v/T_c = \alpha'/\rho \chi h$ мало. Поэтому не будем далее выписывать члены, пропорциональные T_v .

В зависимости от выбора постоянных β и γ могут быть рассмотрены разные условия тепловых задач, при которых реализуется течение с линейным профилем скорости (2). При $\beta=0$, например, дно ванны изотермично, а вдоль свободной поверхности температура меняется по линейному закону. Это соответствует случаю неоднородного нагрева жидкости как вдоль, так и поперек слоя. Если $\beta + \gamma h > 0$, а параметры β и γ имеют разные знаки, то с одной стороны от плоскости $\xi = -\beta/\gamma h$ температура жидкости нарастает, а с другой — убывает в зависимости от продольной координаты.

Остановимся подробнее на наиболее простом случае, когда $\gamma=0$. Пусть свободная граница теплоизолирована или на нее падает однородный поток тепла плотности q . Тогда решение (3) имеет при $T_c=0$ вид ($q \geq 0$)

$$\theta(\xi) - \theta(0) = -\frac{qh}{\rho c \chi} \xi + \frac{1}{2} T_c \left(\xi - \frac{1}{3} \xi^3 \right) \\ \theta'(0) - \theta'(1) = 1/2 T_c \quad (4)$$

Распределение (4) имеет монотонный характер. За счет конвективного выноса тепла из более горячих областей перепад температуры поперек слоя увеличивается и поток тепла в дно ванны оказывается больше, чем на свободной поверхности. Величина T_c может быть представлена в виде $T_c = \beta h Ma$, где Ma — число Марангони, характеризующее отношение капиллярной силы к силе вязкости. Если $Ma \gg 1$, то даже в отсутствие нагрева сверху перепад температуры поперек слоя оказывается большим по сравнению с характерной продольной разностью температур βh . При равномерном подогреве слоя жидкости снизу вместо (4) получается следующее распределение температуры поперек слоя:

$$\theta(\xi) - \theta(0) = -\frac{qh}{\rho c \chi} \xi - \frac{1}{6} T_c \xi^3 \\ \theta'(0) - \theta'(1) = 1/2 T_c$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959. 699 с.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 742 с.

Москва

Поступила в редакцию
13.XI.1986

УДК 532.526.048.3.011.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ТРЕХМЕРНОГО ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ МЕЖДУ ПЛОСКИМ НАСАДКОМ И СФЕРОЙ

ХЛЕБНИКОВ В. С.

В связи с современным уровнем развития аэродинамики возникает необходимость изучения характерных особенностей нестационарных трехмерных отрывных течений. К наиболее простым течениям этого класса относятся отрывные течения, имеющие одну или несколько плоскостей симметрии и повторяющиеся через определенный промежуток времени в результате вынужденных или естественных колебаний. Именно исследованию характерных особенностей такого класса малоизученных отрывных течений и посвящена настоящая работа.

В работе приведены результаты экспериментального исследования сверхзвуковых отрывных течений, образующихся около сферы с иглой, на конце которой установлен клиновидный (1) или плоский скругленный (2 и 3) насадок. Данное исследование отличается от ранее проведенных экспериментальных и расчетных исследований плоских и осесимметричных отрывных течений, например [1–5], тем, что в рассматриваемом случае реализуется трехмерная отрывная зона с двумя плоскостями симметрии. Диаметр сферы $D=60$ мм, диаметр иглы $d=3$ мм. Длина клина (размер насадка вдоль по потоку) $a=10$ мм, ширина и толщина клина (размеры насадка, перпендикулярного потоку) соответственно $b=10$ и $c=3$ мм. Плоский скругленный насадок был двух видов: 2 — $a=10$, $b=10$ и $c=3$ мм и 3 — $a=10$, $b=15$ и $c=3$ мм. Диаметр скругления пластины 3 мм. Иглы имеют следующие длины: $l_0=21, 41, 61, 81, 101$ мм. Здесь l_0 — расстояние от носка насадка до сферы.

Испытания проведены в сверхзвуковой аэродинамической трубе с осесимметричной рабочей частью при числах $M=3$ и $Re=(1,5-1,6) \cdot 10^6$. Число Рейнольдса посчитано по параметрам набегающего потока и диаметру сферы D . Температура торможения потока T_0 при измерении давления и теплового потока была соответственно 303 ± 3 и 393 ± 3 К, а давление торможения потока $p_0=(4,94 \pm 0,4) \cdot 10^5$ Н/м².

Модель в потоке располагалась таким образом, чтобы ось иглы совпадала с направлением набегающего потока. Исследование картины обтекания модели, а также зависимостей давления и теплового потока в области присоединения от длины иглы l будем проводить в двух плоскостях, проходящих через ось иглы параллельно большему (ширине b) — плоскость I или меньшему (толщине c) — плоскость II основанию насадка. Перед началом испытания насадок устанавливается таким образом, чтобы плоскость, в которой проводится исследование, совпадала с диаметральной плос-