

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН В ЗАМКНУТОМ
ОСЕСИММЕТРИЧНОМ СОСУДЕ С КРИВОЛИНЕЙНОЙ
ОБРАЗУЮЩЕЙ ПРИ НАЛИЧИИ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ФАЗ
И ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Ю. В. ВАЛЬЦИФЕРОВ, В. И. ПОЛЕЖАЕВ

(Москва)

В работах [1-3] выполнены исследования нестационарного прогрева жидкостей при ламинарной конвекции в замкнутых областях простейшей геометрии (плоская область, цилиндр, сфера). Установлены длительности характерных режимов прогрева, особенности внутренней структуры конвективного движения, определены вклады конвективных составляющих в изменение температуры жидкости. Показано [3], что влияние конвекции приводит к увеличению средней температуры поверхности по сравнению с ее средней температурой при отсутствии движения и установлено, что существенный вклад в изменение этой температуры (а следовательно, и в увеличение давления в замкнутом сосуде с самонадувом) вносит подвод тепла к свободной поверхности сверху. В частности, при равномерном подводе тепла по контуру сосуда вклад этого потока тепла при длительном прогреве является наибольшим. Однако, определение этого потока в замкнутом сосуде, частично заполненном жидкостью, представляет самостоятельную задачу и связано с учетом взаимодействия жидкой и газовой (паровой) фаз, фазовых переходов, конечной теплоемкости оболочки, перетоков тепла по оболочке и др.

Цель данной работы — разработка методики, в которой учитываются эти факторы. Описана физическая модель и метод расчета. Приведены результаты расчетов, которые имеют целью проверить справедливость выводов, полученных на основе моделей [1-3], и иллюстрируют некоторые новые закономерности. По постановке задачи наиболее близкой к данной является работа [4], в которой приведены результаты расчета в цилиндрическом сосуде с плоскими днищами при фиксированной степени заполнения.

Основные результаты данной работы доложены в 1972 г. на семинаре Г. И. Петрова в ВЦ МГУ [5].

1. Постановка задачи. Уравнения. Сосуд высотой H_0 с полусферическими днищами и цилиндрической вставкой длиной H_1 образован тонкостенной оболочкой постоянной толщины δ (частному случаю $H_1=0$ соответствует сферический сосуд). В общем случае сосуд частично заполнен жидкостью до некоторой высоты H . В верхней части находится пар данной жидкости; поверхность раздела фаз предполагается плоской и недеформируемой (частному случаю $H=H_0$ соответствует полностью заполненный жидкостью сосуд) (фиг. 1). К внешней поверхности сосуда подводятся поток тепла, изменяющийся в общем случае вдоль поверхности и во времени. Направление действия массовых сил совпадает с вертикальной осью сосуда. Предполагается, что поля течения и температуры имеют осевую симметрию, а физические свойства пара и жидкости не зависят от температуры. Перепад температур вдоль оболочки может быть значительным, поэтому в общем случае учитывается зависимость физических свойств оболочки, а именно удельной теплоемкости и коэффициента теплопроводности от температуры

$$(1.1) \quad c_w / c_{w0} = 1 + \varepsilon_1 (T - T^0), \quad k_w / k_{w0} = 1 + \varepsilon_2 (T - T^0)$$

Здесь c_w — удельная теплоемкость стенки, k_w — коэффициент теплопроводности, T — температура; индексом «0» обозначены величины в начальный момент времени. Частному случаю $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$ соответствуют постоянные

коэффициенты c_w и k_w . Перейдем к описанию процессов тепло- и массообмена.

Распространение тепла в оболочке. Оболочка сосуда считается тонкой ($\delta/R \ll 1$), поэтому перепадом температур в поперечном направлении пренебрегается. Дифференциальные уравнения распространения тепла в оболочке в безразмерной форме (1.2)

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{R} \frac{\rho_w c_{w0}}{\rho_1 c_1} \frac{c_w}{c_{w0}} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial t} \right)_w &= \frac{\delta}{R} \frac{k_{w0}}{k_1} \times \\ &\times \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k_w}{k_{w0}} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right) + \\ &+ q_w(z, t) \left(1 + \frac{\delta}{R} \right) + q_n(z, t) \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{R} \frac{\rho_w c_{w0}}{\rho_1 c_1} \frac{c_w}{c_{w0}} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial t} \right)_w &= \frac{\delta}{R} \frac{k_{w0}}{k_1} \times \\ &\times \frac{1}{\sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{k_w}{k_{w0}} \sin \varphi \frac{\partial \Theta}{\partial \varphi} \right) + \\ &+ q_w(\varphi, t) \left(1 + \frac{\delta}{R} \right)^2 + q_n(\varphi, t) \end{aligned}$$

$$\Theta = (T - T^0) k_1 / (q^0 R)$$

Первое из них записано для цилиндрической вставки в цилиндрической системе координат, второе — для верхней и нижней полусфер в сферической системе координат с центром O_2 для верхней и O_1 для нижней (фиг. 1).

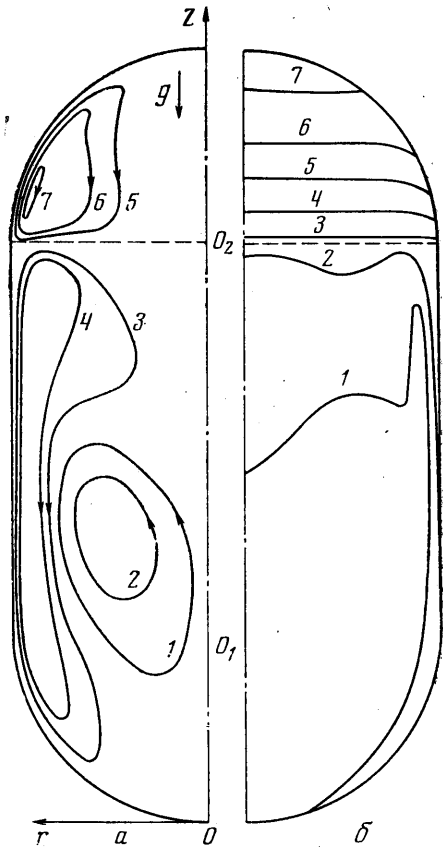
Здесь Θ, t, q_n — соответственно безразмерные температура, время и поток тепла, поступающий в жидкость или газ; масштабами температуры, времени и потока являются

соответственно $q^0 R k_1^{-1}, R^2/a_1$ и q^0 , где $q^0 = (tS)^{-1} \int \int q_w dS dt$;

S — внешняя поверхность сосуда, φ — угловая координата, ρ — плотность; индексы w и 1 относятся соответственно к стенке и жидкости; поток q_n определяется в ходе решения задачи с учетом конвекции, причем $q_n = -\partial \Theta / \partial n$ для точек стенки, смоченной жидкостью, и $q_n = -k_2 \partial \Theta / k_1 \partial n$ для точек стенки, соприкасающихся с паровой фазой.

Конвективный теплообмен в жидкости. Для определения полей течения и температур в жидкой фазе используем систему дифференциальных уравнений в приближении Буссинеска относительно вихря ω , функции тока ψ и температуры Θ

$$\begin{aligned} (1.4) \quad \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial r} &= Ra_1^* Pr_1 \frac{1}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \\ &+ Pr_1 \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{3}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) \end{aligned}$$



Фиг. 1

$$(1.5) \quad \omega = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^3} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$$

$$(1.6) \quad \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}$$

Здесь $Ra_1^* = g\beta_1 q^0 R^4 (\nu_1 a_1 k_{11})^{-1}$ — число Рэлея, $Pr_1 = \nu_1 / a_1$ — число Прандтля, g — ускорение, β_1 — коэффициент объемного расширения жидкости, ν_1 — коэффициент динамической вязкости, a_1 — коэффициент температуропроводности жидкости. Вихрь и функция тока определяются соотношениями

$$(1.7) \quad u = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}$$

$$(1.8) \quad \omega = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z} \right)$$

Начальные условия

$$(1.9) \quad \Theta_1^\circ(r, z, 0) = \psi^\circ(r, z, 0) = \omega^\circ(r, z, 0) = 0$$

Граничные условия для функции тока и вихря могут быть получены из определения функции тока (1.7) и граничных условий для составляющих скорости u, v (на оси сосуда $u = \partial v / \partial r = 0$, на твердых поверхностях заданы условия прилипания $u = v = 0$). На сферической поверхности

$$(1.10) \quad \psi = \partial \psi / \partial r = \partial \psi / \partial z = 0$$

На боковой цилиндрической поверхности

$$(1.11) \quad \psi = \partial \psi / \partial r = 0$$

На оси сосуда

$$(1.12) \quad \psi = \partial(1/r \partial \psi / \partial r) / \partial r = 0$$

Граничные условия для вихря определяются из (1.5) с помощью граничных условий для скорости. В частности, на оси, раскрывая неопределенность, получим

$$(1.13) \quad \omega_0 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z \partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)$$

Конвективный теплообмен в паровой фазе. Для описания конвективного теплообмена в паровой фазе используем уравнения Буссинеска, с той лишь разницей, что в уравнении энергии учтем дополнительно работу сил сжатия и уравнение состояния пара в виде

$$(1.14) \quad P = \rho R_2 T$$

При этом плотность в уравнении энергии исключается с помощью (1.14). Давление заменяется давлением насыщенного пара жидкости $P_s(t)$, поскольку в большинстве случаев изменение давления в паровой фазе мало в сравнении с его абсолютной величиной и малы скорости движения пара. Используя масштабы характерных величин, которые введены выше для жидкости, запишем в безразмерном виде уравнения для паровой фазы

$$(1.15) \quad \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial r} = Ra_2^* Pr_2 \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} \frac{a_2^2 k_2}{a_1^2 k_1} + \\ + Pr_2 \frac{a_2}{a_1} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{3}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right)$$

$$(1.16) \quad \omega = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^3} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$$

$$(1.17) \quad \frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \Theta}{\partial r} = \\ = \frac{(\kappa-1)}{\kappa} \frac{\left(\Theta + \frac{T^0 k_1}{q^0 R} \right)}{P_s} \frac{dP_s}{dt} + \frac{a_2}{a_1} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} \right)$$

Здесь Ra_2^* , Pr_2 — критерии Рэлея и Прандтля, отнесенные к свойствам пара.

Граничными условиями для температуры служат значения температуры оболочки, определенные из (1.2) и (1.3). На оси сосуда ставятся условия симметрии $\partial \Theta / \partial r = 0$. Граничные условия для функции тока и вихря определяются аналогично граничным условиям для жидкости.

Граница раздела газ — жидкость. Уравнение теплового взаимодействия фаз на границе раздела используем в интегральной форме

$$(1.18) \quad - \int \left(\frac{\partial \Theta}{\partial n} \right)_1 2\pi r dr = - \int \frac{k_2}{k_1} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial n} \right)_2 2\pi r dr + K \frac{dm_i}{dt}$$

Здесь $K = r_{12} k_1 / q^0 R c_1$ — критерий фазовых переходов (критерий Кутателадзе), r_{12} — удельная теплота испарения; dm_i / dt — поток массы жидкости или пара через поверхность раздела фаз в единицу времени. В частном случае, когда фазовые переходы отсутствуют, условие теплового взаимодействия имеет вид

$$(1.19) \quad (\partial \Theta / \partial z)_1 = \frac{k_2}{k_1} (\partial \Theta / \partial z)_2$$

Уравнение динамического взаимодействия в предположении, что поверхность раздела является плоской и недеформируемой, имеет вид [6]

$$(1.20) \quad \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_1 = \frac{\mu_2}{\mu_1} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_2$$

$$(1.21) \quad \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_1 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)_1 = \frac{\mu_2}{\mu_1} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)_2 \right]$$

Из этих уравнений в предположении, что скольжение фаз в местах их контакта отсутствует, следует связь между значениями вихря на границе раздела

$$(1.22) \quad \omega_i = \mu_1^{-1} \mu_2 \omega_2$$

Это соотношение используется и в случае, когда имеются фазовые переходы.

Для расчета изменения давления в паре в случае, когда фазовые переходы учитываются, используется уравнение сохранения массы и уравнение состояния совершенного газа (1.14)

$$(1.23) \quad \int_{V_2} \rho dV = m_0 - m_i = m_2(t)$$

$$(1.24) \quad P(t) = m_2(t) R_2 \left(\int_{V_2} \frac{dV}{T} \right)^{-1}$$

Здесь m_0 — начальная масса пара, m_i — количество пара в паровой области в момент времени t за счет испарения жидкости ($m_i < 0$) либо количество конденсировавшегося пара ($m_i > 0$), V_2 — объем паровой области, R_2 — газовая постоянная. Температура поверхности в этом случае определяется из уравнения фазового равновесия $P_s = f(T_s)$.

В случае, когда фазовые переходы на поверхности не учитываются, профиль температуры на границе раздела фаз определяется непосредственно в процессе вычислений, а давление в паровой области определяется из уравнения (1.24) (при этом $m_2 = m_0$).

В дальнейшем предполагается, что кипение жидкости на стенках сосуда отсутствует, т. е. не будет накладываться ограничений на величину перегрева жидкости.

Безразмерные параметры. В системе определяющих безразмерных параметров можно выделить параметры, характеризующие: оболочку сосуда, — δ/R , $\rho_w c_{w0}/\rho_i c_i$; конвективное движение и перенос тепла в жидкой фазе — Ra_1^* , Pr_1 ; конвективное движение и перенос тепла в паровой фазе — Ra_2^* , Pr_2 , $\frac{a_2}{a_1}$, $\kappa = \frac{c_{p2}}{c_{p2}}$; тепловое и динамическое взаимодействие

фаз на границе раздела — k_2/k_1 , K , μ_2/μ_1 ; геометрию и степень заполнения сосуда — H_1/R , H/R ; функции c_w/c_{w0} , k_w/k_{w0} , определяющие зависимость физических свойств оболочки и q_w/q^0 — изменение во времени распределения потока тепла по контуру сосуда.

2. Методика численного решения. Для решения уравнений Буссинеска в жидкой и паровой фазах (1.4)–(1.6), (1.15)–(1.17) применяется неявная разностная схема, в которой используется идея метода переменных направлений. Схема строится на неравномерной сетке, согласованной с криволинейным контуром и образованной линиями, параллельными осям $O\eta$ и Oz (фиг. 1).

При решении уравнения вихря в жидкой фазе граничное условие на границе раздела определяется из уравнения (1.22), причем используются значения вихря в паровой фазе, определенные на нижнем временном слое. Значения вихря на границе раздела со стороны пара определяются по формуле

$$(2.1) \quad \omega_{ij} = \frac{2}{r_j^2} \frac{(A + u_{ij}^{n+1}) r_j l_{i+2} (l_{i+1} + l_{i+2}) (2l_{i+1} + l_{i+2})}{l_{i+1}^2 (l_{i+1} + l_{i+2}^2) l_{i+2}}$$

$$A = \psi_{i+1j}^n (l_{i+1} + l_{i+2})^3 - \psi_{i+2j}^n l_{i+1}^3 - \psi_{ij}^n (3l_{i+1}^2 + 3l_{i+1}l_{i+2} + l_{i+2}^2) l_{i+2}$$

Здесь l_i — шаг сетки по координате z ($l_i = z_i - z_{i-1}$). Горизонтальная составляющая скорости u_{ij}^{n+1} вычисляется с помощью значений функции тока в жидкости в $(n+1)$ -й момент времени при условии отсутствия скольжения на поверхности раздела. Легко видеть, что на равномерной сетке из (2.1) следует известное условие второго порядка точности относительно l [7]

$$(2.2) \quad \omega_{ij} = \frac{-\psi_{i+2j}^n - 7\psi_{ij}^n + 8\psi_{i+1j}^n + 6lu_{ij}^{n+1} r_j}{2l^2}$$

Не останавливаясь на остальных деталях разностной схемы, изложенных подробнее в работах [1, 2], опишем кратко порядок вычислений в случае, когда учитывается фазовый переход на поверхности раздела; предполагается, что все величины на временном слое n известны.

С помощью прогонок из уравнений (1.2), (1.3) вычисляются значения температуры оболочки на временном слое $n+1/2$.

Из уравнений (1.6), (1.17) находятся поля температуры в жидкости и паре на $(n+1/2)$ -м временном слое. Используются вертикальные прогонок. Граничными условиями служат найденные значения температуры оболочки и температура поверхности раздела фаз в момент времени n .

Вычисляется поток тепла q_n , подводимый к жидкости и пару в $(n+1/2)$ -й момент времени, и распределение температуры оболочки в $(n+1)$ -й момент времени.

Из уравнений (1.6), (1.17) с помощью горизонтальных прогонок вычисляется поле температуры в жидкости и паре в $(n+1)$ -й момент времени.

Из уравнения (1.4) определяется распределение вихря в жидкости в $(n+1)$ -й момент времени с помощью вертикальной и горизонтальной прогонок.

Из уравнения (1.5) методом установления, путем чередования вертикальных и горизонтальных прогонок, находится поле функции тока на $(n+1)$ -м временном слое. С помощью уравнений (1.15), (1.16), так же как и для жидкости, производится расчет полей вихря и функции тока в области пара.

Из уравнения (1.18) определяется массовая скорость фазового перехода.

Определяется масса пара в $(n+1)$ -й момент времени; из уравнения (1.24) определяется давление в паровой подушке.

Из решения иррационального уравнения фазового равновесия $P_s=f(T_s)$ находится значение температуры поверхности раздела фаз.

В расчетах использовалась следующая зависимость давления насыщенного пара от температуры [8]:

$$\ln P = 3.0693 - 55.256 / T - 0.03128T + 6.6989T^2 \cdot 10^{-4}$$

Здесь размерность P — атм, T — °К.

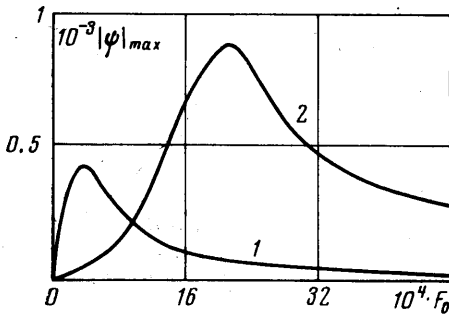
В модели, не учитывающей фазовые переходы на поверхности раздела, профиль температуры поверхности раздела определяется в процессе вычисления. При этом сначала находится распределение температуры в паровой области, а затем в жидкости. Граничным условием для температуры на поверхности раздела служат значения температуры поверхности раздела фаз на $(n+1/2)$ -м временном слое, полученные при решении уравнения энергии в паровой области.

3. Некоторые закономерности тепло- и массообмена. На фиг. 1, а, б показаны линии тока и изотермы поля температур в случае, когда фазовые переходы на поверхности раздела не учитываются, при степени заполнения $m=0.8$ и числа Фурье $Fo=4 \cdot 10^{-3}$. Линиям 1—7 на фиг. 1, а соответствуют безразмерные значения функции тока 8, 64, -70, -140, -9, -18, -45, а на фиг. 1, б — безразмерные значения температуры 0.038, 0.077, 0.13, 0.26, 0.39, 0.52, 0.65. Остальные безразмерные параметры имеют значения:

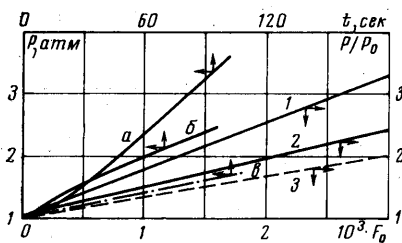
$$(3.1) \quad Ra_1^* = 10^9, \quad Ra_2^* = 5.6 \cdot 10^8, \quad Pr_1 = 1, \quad Pr_2 = 0.8, \quad \delta / R = 1.2 \cdot 10^{-3} \\ a_2 / a_1 = 5.3, \quad k_2 / k_1 = 0.11, \quad k_w / k_1 = 98.2, \quad \mu_2 / \mu_1 = 0.12, \quad \kappa = 1.67 \\ \rho_w c_w \delta / (\rho_1 c_1 R) = 3.4 \cdot 10^{-5}$$

Использовалась сетка 20×59 . На фиг. 2 показано развитие во времени максимальной интенсивности конвекции в областях, занятых жидкостью (кривая 2) и паром (кривая 1) для этого случая.

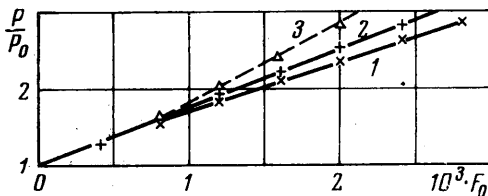
Особенность конвекции в паровой области — быстрое (по сравнению с жидкой фазой) развитие движения и установление режима прогрета, при котором изотермы в основном ядре параллельны границе раздела (фиг. 1).



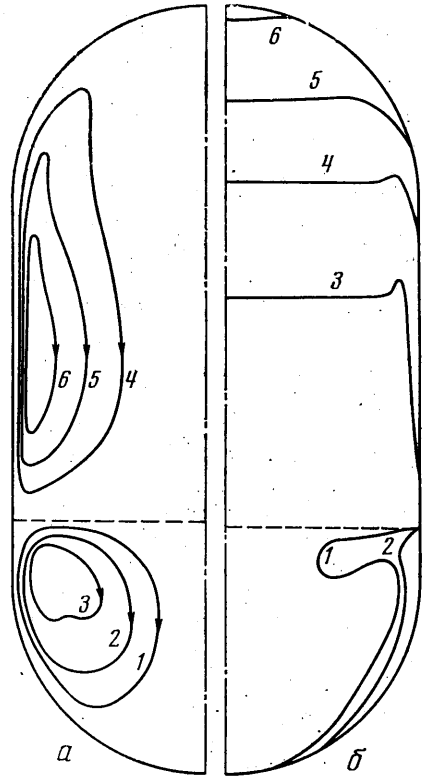
Фиг. 2



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 3

На начальном этапе прогрета интенсивность конвекции в газовой области выше, чем в жидкости, что связано с инерционностью последней, однако максимальное значение интенсивности конвекции в жидкости, как видно из фиг. 2, примерно в 2 раза выше. Развитие движения в жидкости сопровождается выносом тепла вверх и образованием у поверхности раздела прогретого слоя (фиг. 1, б). С течением времени в основном циркуляционном потоке жидкости возникают вторичные течения (фиг. 1, а). Их появление объясняется тем, что нагретая у боковой поверхности жидкость поднимается к свободной поверхности и опускается вниз, создавая зоны перегрева у оси. Подобный механизм вторичных течений отмечался ранее в цилиндрическом сосуде при боковом подводе тепла [1].

Изотермы и линии тока при малой степени заполнения $m=0.29$ даны на фиг. 3 (здесь $Fo=12 \cdot 10^{-4}$, линиям 1–6 на фиг. 3, а соответствуют безразмерные значения функции тока $-89, -178, -267, -74, -148, -222$,

а на фиг. 3, б — безразмерные значения температуры 0.032, 0.064, 0.148, 0.297, 0.445, 0.594). В этом случае фазовые переходы на поверхности раздела учитываются ($K=0,35$). Так как область, занятая паром, подогревается преимущественно сбоку, то конвекция в этой области более интенсивна, чем в рассмотренном выше случае $m=0.8$. Отметим, что и в этом случае в паровой области с течением времени устанавливается распределение температур, при котором изотермы в основной массе горизонтальны. Особенностью поля температур при наличии фазовых переходов является существенная зона локального перегрева, которая распространяется внутрь жидкости. При этом температура угловой зоны внутри жидкости выше, чем температура поверхности раздела. Жидкость, температура которой выше температуры поверхности раздела, метастабильна и должна была бы выкипеть, однако кипение в этих расчетах не учитывалось. Целью такого расчета является определение возможной величины зоны локального перегрева.

Для выявления роли конвекции в паровой области были выполнены расчеты (при степени заполнения $m=0.29$) в случае, когда конвекция отсутствует; значения остальных параметров соответствуют (3.1). Вклад конвекции в паровой области и в жидкости виден из фиг. 4, где приведено изменение давления при наличии движения в обеих фазах (линия 1), при отсутствии движения в паре ($Ra_2^*=0$, линия 2) и при отсутствии движения в обеих фазах ($Ra_1^*=Ra_2^*=0$, линия 3). Конвекция в жидкой и паровой фазах приводит к увеличению температуры поверхности и увеличению давления в сосуде по сравнению со случаем, когда движение отсутствует. Отсюда следует, что изменение температуры поверхности раздела (или, по аналогии, изменение давления) можно представить в виде

$$(3.2) \quad \langle \Theta_s \rangle = \langle \Theta_{s0} \rangle + \langle \Delta \Theta_s \rangle$$

Здесь $\langle \Theta_{s0} \rangle$ — средняя температура поверхности при переносе тепла только путем теплопроводности, $\langle \Delta \Theta_s \rangle$ — конвективная добавка. Такое разделение задачи на линейную $\langle \Theta_{s0} \rangle$ и нелинейную $\langle \Delta \Theta_s \rangle$ составляющие, введенное в работах [3, 9], целесообразно для обработки расчетных и экспериментальных данных и, кроме того, указывает путь построения приближенного метода расчета увеличения давления. Для дальнейшего использования формулы (3.2) требуется накопление расчетных и опытных данных по величине $\langle \Theta_s \rangle$ и зависимости $\langle \Delta \Theta_s \rangle$ от определяющих критериев подобия.

На фиг. 4 показано также сопоставление результатов расчета увеличения давления в сферическом сосуде, частично заполненном жидким водородом, с опытными данными [10]. Здесь линия а — результаты расчета, б — опытные данные [10]. Отметим, что в расчетах реализовано меньшее значение числа Рэлея ($Ra^*=10^9$), чем в опытах [10]. Штрихпунктирной линией в показано увеличение давления при отсутствии движения ($Ra_1^*=Ra_2^*=0$). Отсюда, а также из сопоставления результатов расчета с опытными данными других авторов [11, 12] следует, что влияние конвекции действительно связано с увеличением температуры поверхности раздела (и давления) по сравнению со случаем, когда движение отсутствует. Более быстрый, чем в опытах, рост давления при данном числе Рэлея связан, по-видимому, с влиянием конвекции при уменьшении числа Рэлея в соответствии с зависимостью $\langle \Delta \Theta(Ra^*) \rangle$, установленной в работах [2, 9].

Влияние на изменение давления критерия фазовых переходов K показано на фиг. 5. Здесь линиям 1—3 соответствуют значения K — 3.02, 0.35, 0.1. Моделирование по этому параметру в лабораторных опытах, характеризующихся уменьшенными размерами, которым соответствуют большие значения K , обычно затруднительно. Из фиг. 5 видно, что увеличение K

приводит к уменьшению давления; при $Ra^* = 10^9$, $m = 0.29$, $Fo = 3 \cdot 10^{-3}$ и значениях безразмерных параметров (3.1) изменению $K = 0.1 - 3$ соответствует уменьшение давления в паровой зоне примерно на 25–30%.

Поступила 27 XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Полежаев В. И., Вальциферов Ю. В. Численное исследование нестационарной тепловой конвекции в цилиндрическом сосуде при боковом подводе тепла. В сб.: Некоторые применения метода сеток в газовой динамике. Вып. 3. М., Изд-во Моск. ун-та, 1971.
2. Вальциферов Ю. В., Полежаев В. И. Конвективный теплообмен и температурное расслоение в сфере, полностью заполненной жидкостью, при заданном потоке тепла. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 5.
3. Полежаев В. И. Конвективное взаимодействие в цилиндрическом сосуде, частично заполненном жидкостью, при подводе тепла к боковой и свободной поверхностям и дну. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 4.
4. Merte H., Clark J. A., Lady E. R., Suh C. C. Transient pressure rise of liquid - vapour system in a closed container under variable gravity. Heat transfer-70, Paris - Versailles.
5. Вальциферов Ю. В., Полежаев В. И. Методика расчета конвективного теплообмена в замкнутых осесимметричных сосудах с криволинейной образующей при наличии поверхности раздела фаз и фазовых переходов. Аннотация докл. на семинаре в ВЦ МГУ по численным методам решения задач аэрогидродинамики под руководством Г. И. Петрова, Г. Ф. Теленина, Л. А. Чудова и Г. С. Рослякова. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 1.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
7. Кускова Т. В., Чудов Л. А. О приближенных граничных условиях для вихря при расчетах течений вязкой несжимаемой жидкости. В сб.: Вычислительные методы и программирование. Вып. 11. М., Изд-во Моск. ун-та, 1968.
8. Малков М. П., Данилов И. Б., Зельдович А. Г., Фрадков А. Б. Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения. М.-Л., Энергоиздат, 1963.
9. Полежаев В. И. Эффект максимума температурного расслоения и его приложения. Докл. АН СССР, 1974, т. 218, № 4.
10. Aydelott J. C. Normal gravity self - pressurization of 9-inch-(23 cm) diameter spherical liquid Hydrogen tankage. NASA, T. N. 1967, No. D-4171.
11. Баслина Е. М., Винников А. И., Аксельрод Л. С. Экспериментальное исследование тепломассообменных процессов в закрытых сосудах с низкотемпературными жидкостями. В сб.: Тепло- и массоперенос. т. 4, Минск, 1968.
12. Кириченко Ю. А., Щелкунов В. Н., Тимошкин В. Н., Радченко Л. Ю. Теплообмен в шаровом объеме, частично заполненном криогенной жидкостью. В сб.: Вопросы гидродинамики и теплообмена в криогенных системах. Вып. 2. Харьков, 1972 (Физ.-техн. ин-т низких температур).