

ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ТЕЧЕНИИ ПАРА В ЩЕЛИ МЕЖДУ ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ КАПЛЕЙ ЖИДКОСТИ И ГОРЯЧЕЙ СТЕНКОЙ

© 2024 г. А. В. Палагин^{а,*}

^а *Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва, Россия*

^{*}*e-mail: palagin@ibrae.ac.ru*

Поступила в редакцию 19.07.2024 г.

После доработки 08.10.2024 г.

Принята к публикации 08.10.2024 г.

Рассматривается течение пара в щели между каплями жидкости и горячей стенкой, обусловленное испарением жидкости. Предполагается, что температура стенки превышает минимальную температуру пленочного кипения, и прямого контакта с жидкостью нет. Задача о подобном течении возникает, в частности, при моделировании закризисного теплообмена, когда капли из парожидкостного потока выпадают на нагреваемую поверхность и частично испаряются на ней, внося значительный вклад в теплопередачу. В рамках рассматриваемой задачи щель между каплями и стенкой предполагается плоской, течение пара — ламинарным и осесимметричным. Представлено точное решение соответствующей гидродинамической задачи.

Ключевые слова: осесимметричное течение, плоская щель между каплями жидкости и горячей стенкой, точное решение

DOI: 10.31857/S1024708424060063, **EDN:** FEFROI

При движении воды в трубах парогенератора происходит постепенное возрастание массовой доли пара. После ряда последовательно сменяющих друг друга вдоль канала режимов течения, включая объемное кипение и дисперсно-кольцевой режим [1], возникает кризис теплообмена, характеризующийся высыханием пленки жидкости, контактирующей со стенкой. В следующем после кризиса закризисном режиме стенка трубы контактирует только с паром. Коэффициент теплопередачи существенно снижается, что приводит к резкому росту температуры стенки. При этом некоторая часть жидкости в форме капель, увлеченных потоком пара в дисперсно-кольцевом режиме, продолжает оставаться в ядре потока. Часть капель выпадает из потока на стенку, что приводит к интенсификации теплоотвода за счет прямого взаимодействия капель со стенкой.

Данные, приведенные в работе [2], показывают, что для параметров потока, представляющих практический интерес (давление 3–18 МПа, массовый поток 500–1000 кг/м²с), характерный размер капель в ядре потока оказывается порядка или меньше 1 мм.

При падении на горячую стенку капли подобного размера не разрушаются. Если температура стенки превышает минимальную температуру пленочного кипения, смачивания стенки не происходит. При приближении капли к горячей поверхности происходит испарение жидкости — тем более интенсивное, чем ближе капля к поверхности. Образующийся пар препятствует прямому контакту жидкости и стенки.

В соответствии с работами [3–7], характерное время взаимодействия, т.е. длительность пребывания капли вблизи стенки, определяется частотой собственных колебаний капли. Ускоренная видеосъемка процесса взаимодействия капли с горячей поверхностью [8–9] дает достаточно ясное представление о характере действия сил инерции и поверхностного натяжения, определяющих эволюцию формы капли, и в целом подтверждает это утверждение.

Падающая капля испытывает деформацию, до определенной степени аналогичную деформации упругого мячика при столкновении с твердой стенкой: сфера — сфероид с постепенно увеличивающейся, а затем уменьшающейся степенью сплюснутости — сфера. В ходе этого процесса силы поверхностного натяжения стремятся вернуть деформированной капле сферическую форму, соответствующую минимуму поверхностной энергии. Под действием поверхностных сил скорость жидкости внутри капли перераспределяется, и в результате получается упругий отскок капли от поверхности. Заметим, что в работах [2–9] речь идет о достаточно маленьких каплях (с размером порядка 1 мм и меньше), как раз и представляющих интерес для рассматриваемой задачи.

Поверхность капли, обращенная к стенке, имеет форму, близкую к кругу. Прямого контакта между жидкостью и стенкой не возникает — этому препятствует слой пара. При уменьшении расстояния между поверхностью капли и стенкой возрастает тепловой поток от стенки, обратно пропорциональный этому расстоянию, и соответственно возрастает интенсивность испарения жидкости. Из-за образующегося пара возрастает локальное давление между поверхностью капли и стенкой, под действием этого избыточного давления пар движется к периферии области контакта.

Толщина слоя, отделяющего поверхность капли от стенки, определяется балансом между избыточным давлением, создаваемым образующимся паром, и давлением со стороны капли, меняющей в ходе взаимодействия со стенкой направление своего импульса на противоположное.

В настоящей работе рассматривается задача о течении пара в щели между испаряющейся каплей жидкости и горячей стенкой.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим течение пара в стационарном режиме.

Будем считать, что капля в ходе взаимодействия со стенкой и деформации сохраняет симметрию относительно оси, нормальной к поверхности стенки и проходящей через центр масс капли. Поверхность капли, обращенную к стенке, будем считать плоской и имеющей форму круга с радиусом R . Введем цилиндрическую систему координат (r, z) с центром в точке пересечения оси симметрии с поверхностью стенки. Координата z направлена по оси симметрии от поверхности стенки (рис. 1).

Система уравнений гидродинамики в рассматриваемом случае имеет вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rv_r)}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (1.1)$$

$$v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{v_r}{r^2} \right), \quad (1.2)$$

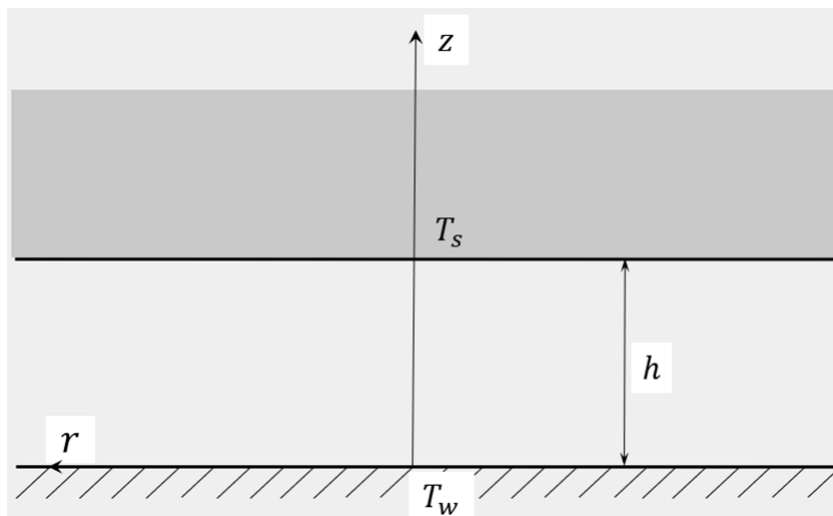


Рис. 1. Геометрия задачи.

$$v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\eta}{\rho} \left[\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right]. \quad (1.3)$$

Сформулируем граничные условия. Будем считать, что тепловой поток от стенки к капле [Дж/м²с] дается соотношением

$$Q = \frac{\lambda \cdot (T_w - T_s)}{h},$$

где λ — теплопроводность пара, h — толщина парового слоя, T_w — температура стенки, T_s — температура жидкости. Жидкость находится при температуре насыщения, поэтому все тепло от горячей стенки идет на парообразование. При этом плотность массового потока пара с поверхности капли (кг/м²с):

$$m = \frac{1}{\Lambda} \frac{\lambda (T_w - T_s)}{h},$$

где Λ — скрытая теплота парообразования. Для z -компоненты скорости пара граничное условие на поверхности капли имеет вид:

$$v_z|_{z=h} = -\frac{m}{\rho}, \quad (1.4)$$

где ρ — плотность пара. На поверхности стенки граничное условие для v_z :

$$v_z|_{z=0} = 0. \quad (1.5)$$

Граничные условия для r -компоненты скорости пара на поверхности капли и стенки:

$$v_r|_{z=0} = 0; \quad v_r|_{z=h} = 0. \quad (1.6)$$

Течение пара предполагается ламинарным. Как будет показано ниже, для представляющих практический интерес параметров задачи (размер капли, давление среды) течение действительно является ламинарным.

2. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

2.1. Сведение задачи к одному ОДУ

Рассмотрим область $0 \leq r \leq R$, $0 \leq z \leq h$. Масса испарившейся жидкости с поверхности капли внутри области в единицу времени

$$m \cdot \pi r^2$$

в стационарном режиме равна потоку пара через боковую поверхность области

$$2\pi r \cdot \rho \cdot \int_0^h v_r(r, z) dz,$$

откуда

$$\int_0^h v_r(r, z) dz = \frac{1}{2} \frac{m}{\rho} r.$$

Как можно видеть, среднее по толщине слоя значение радиальной компоненты скорости пропорционально координате r . Сделаем предположение, что и сама радиальная компонента скорости зависит от r таким же образом

$$v_r(r, z) \sim r.$$

Это предположение будет оправдано тем, что мы получим решение системы (1.1)–(1.3), удовлетворяющее всем граничным условиям.

Представим величину радиальной компоненты скорости в виде

$$v_r(r, z) = \frac{1}{2} \frac{\lambda \cdot (T_w - T_s)}{\rho h^2 \Lambda} r \varphi(z) = \frac{1}{2} \frac{r}{\tau} \varphi(z), \quad (2.1)$$

где φ есть некоторая функция координаты z , для которой справедливо соотношение

$$\frac{1}{h} \int_0^h \varphi(z) dz = 1, \quad (2.2)$$

а

$$\tau = \frac{\rho h^2 \Lambda}{\lambda \cdot (T_w - T_s)} \quad (2.3)$$

есть характерное время теплообмена в рассматриваемой задаче.

Из уравнения непрерывности (1.1) с учетом (2.1) следует

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{\varphi(z)}{\tau}. \quad (2.4)$$

Из соотношения (2.4) можно сделать определенные выводы о характере зависимости величины v_z от координаты r . Интегрируя (2.4) по z , получаем в самом общем случае

$$v_z = -\frac{1}{\tau} \int \varphi(z) dz + C(r), \quad (2.5)$$

где $C(r)$ — некоторая функция r . Легко видеть, что скорость (2.5) может удовлетворять граничным условиям (1.4) и (1.5) для любого значения r только если

$$C(r) = \text{const.}$$

Следовательно,

$$\frac{\partial v_z}{\partial r} = 0. \quad (2.6)$$

С учетом (2.1), (2.4) и (2.6) уравнения сохранения импульса (1.2) и (1.3) принимают вид:

$$\frac{1}{2\tau} \frac{\eta}{\rho} r \varphi'' - \frac{1}{2\tau} v_z r \varphi' - \frac{1}{4\tau^2} r \varphi^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}, \quad (2.7)$$

$$\frac{\eta}{\rho} \frac{1}{\tau} \varphi' - \frac{1}{\tau} v_z \varphi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z}. \quad (2.8)$$

Рассмотрим уравнение сохранения z -компоненты импульса (2.8). Как можно видеть, в левой части уравнения все члены зависят только от z . Следовательно, и градиент давления $\partial P / \partial z$ зависит только от z . В таком случае величину давления в самом общем виде можно представить как сумму функций только от r и от z

$$P(r, z) = P_r(r) + P_z(z). \quad (2.9)$$

Из соотношения (2.9) следует, что радиальный градиент давления $\partial P / \partial r$ является функцией только координаты r .

Рассмотрим теперь уравнение (2.7). Перепишем его в следующем виде:

$$\frac{\eta}{\rho} \varphi'' - v_z \varphi' - \frac{1}{2\tau} \varphi^2 = \frac{2\tau}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial r}. \quad (2.10)$$

Величины в правой части зависят только от z ; левая часть зависит только от r . Уравнение (2.10) может выполняться, только если обе его части равны константе. Соответственно, имеем

$$\frac{\eta}{\rho} \varphi'' - v_z \varphi' - \frac{\varphi^2}{2\tau} = \frac{\text{const}}{\tau}. \quad (2.11)$$

Здесь константа в правой части представлена в таком виде, что величина const является безразмерной.

Поскольку

$$\begin{aligned}\varphi &= -\tau v'_z, \\ \varphi' &= -\tau v''_z, \\ \varphi'' &= -\tau v'''_z,\end{aligned}$$

то уравнение (2.11) можно переписать в виде

$$\frac{\eta}{\rho} v'''_z - v_z v''_z + \frac{1}{2} v'^2_z = -\frac{\text{const}}{\tau^2}. \quad (2.12)$$

Введем новую неизвестную функцию

$$f = \frac{h\rho}{\eta} v_z, \quad (2.13)$$

и новую переменную

$$x = \frac{z}{h}. \quad (2.14)$$

В терминах величин (2.13), (2.14) уравнение (2.12) принимает вид

$$f''' - f f'' + \frac{1}{2} f'^2 = \gamma, \quad (2.15)$$

где величина γ связана с константой уравнения (2.12) следующим образом:

$$\gamma = -\text{const} \frac{h^4 \rho^2}{\tau^2 \eta^2}.$$

Граничные условия для уравнения (2.15) определяются на основании граничных условий (1.4)–(1.6) и соотношений (2.13)–(2.14):

$$f|_{x=0} = 0, \quad (2.16)$$

$$f|_{x=1} = -\zeta, \quad (2.17)$$

$$f'|_{x=0} = 0, \quad (2.18)$$

$$f'|_{x=1} = 0. \quad (2.19)$$

В условии (2.17) величина

$$\zeta = \frac{m}{\eta} h = \frac{\lambda(T_w - T_{sat})}{\Lambda \cdot \eta}. \quad (2.20)$$

Величина ζ является безразмерным параметром задачи, характеризующим интенсивность парообразования. Оценки показывают, что в широком диапазоне изменения давления и перегревов стенки относительно температуры насыщения, представляющих практический интерес, параметр ζ принимает значения в интервале 0.2–0.8.

Величины ζ , γ и const связаны между собой

$$\gamma = -\text{const} \cdot \zeta^2. \quad (2.21)$$

Как можно видеть, граничных условий для уравнения (2.15) четыре, в то время как само уравнение третьего порядка. Следовательно, при интегрировании (2.15) в нашем распоряжении окажутся только три константы. Четвертой константой, необходимой для удовлетворения условий (2.17)–(2.19), является величина γ .

2.2. Подход к численному решению

При численном решении уравнения (2.15) с указанными условиями необходимо ввести дополнительное условие на вторую производную

$$f''|_{x=0} = \beta, \quad (2.22)$$

где β — вспомогательный параметр. Для заданной величины β находится решение уравнения (2.15) с граничными условиями (2.16), (2.18) и (2.22), что не составляет проблемы, поскольку эти граничные условия определены на одном и том же конце рассматриваемого интервала $x = 0$. При нахождении решения величина γ в правой части (2.15) должна рассматриваться как варьируемый параметр. Этот параметр подбирается таким образом, чтобы выполнялось условие (2.19), относящееся к противоположному концу интервала $x = 1$.

С использованием найденного решения вычисляется значение функции f при $x = 1$, т.е. величина $-\zeta$, которая пока рассматривается как свободный параметр.

Таким образом, для заданного значения β определяются величины γ и ζ . По найденным значениям γ и ζ для заданного β

$$\begin{aligned} \gamma &= \gamma(\beta), \\ \zeta &= \zeta(\beta) \end{aligned}$$

можно построить параметрическую зависимость величины γ от ζ

$$\gamma = \gamma(\zeta). \quad (2.23)$$

Полученное решение удовлетворяет уравнению (2.15) и граничным условиям (2.16)–(2.19). Действительно, условия (2.16), (2.18) непосредственно использовались для решения уравнения (2.15); условие (2.19) выполняется вследствие надлежащего подбора величины γ . А связь (2.23) между величинами γ и ζ обеспечивает выполнение условия (2.17).

Результаты численного решения уравнения (2.15) с граничными условиями (2.16)–(2.19) показаны на рис. 2–4. Функция $f(x, \zeta)$, а также ее первая и вторая производные по x представлены для значений параметра ζ , указанных в табл. 1, где также приводятся соответствующие значения γ и β . Полученная зависимость величины γ от величины ζ показана на рис. 5, а зависимость β от ζ — на рис. 6.

Таблица 1.

ζ	β	γ
0.197574	−1.2	2.43160
0.485280	−3	6.19395
0.793731	−5	10.52829

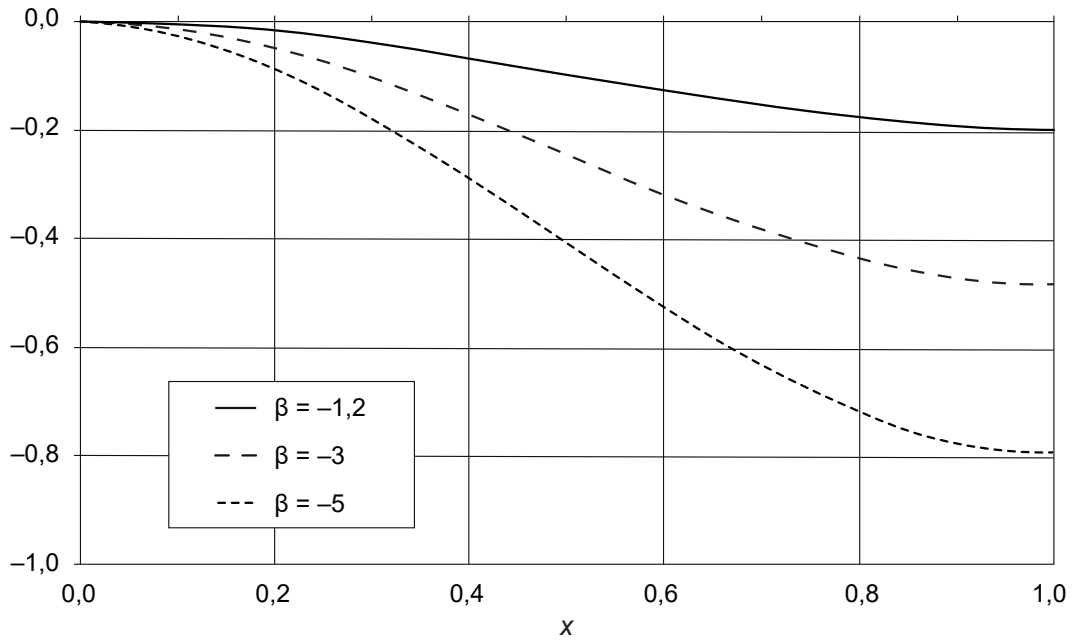
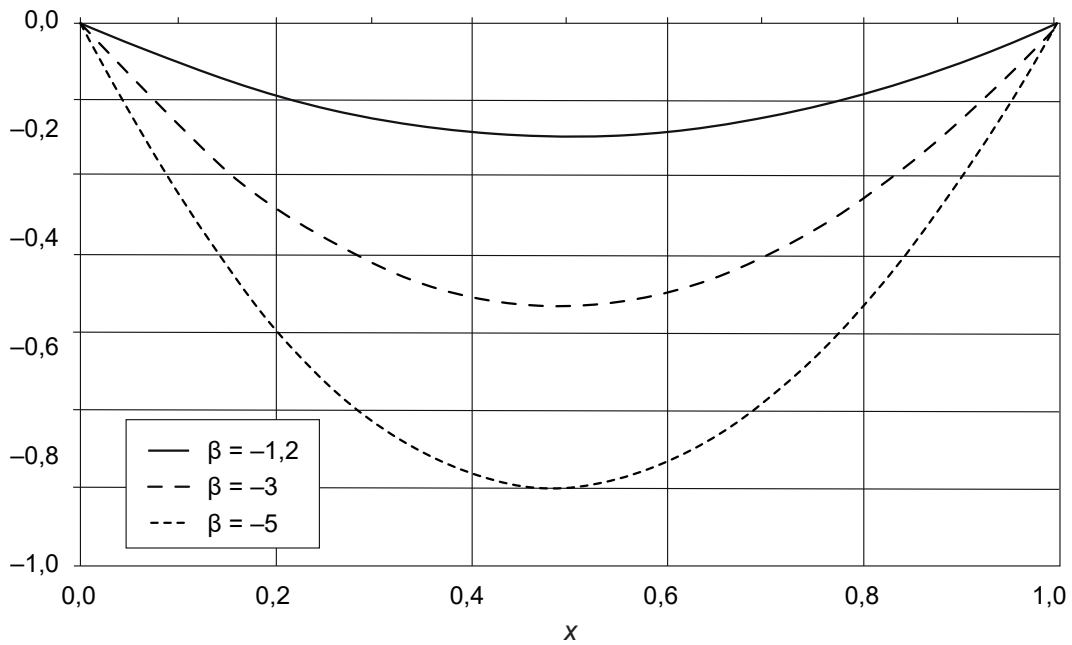
2.3. Решение в виде ряда

Решение уравнения (2.15) можно получить в виде ряда, следуя подходу, описанному в [10]:

$$F(x, \beta, \gamma) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n(\beta, \gamma) x^n}{(n-1)!}. \quad (2.24)$$

Граничное условие (2.16) для этого решения, очевидно, выполняется. Коэффициенты $A_n = A_n(\beta, \gamma)$ определяются с использованием граничных условий (2.18) и (2.22):

$$\begin{aligned} A_1 &= 0; \quad A_2 = \beta; \quad A_3 = \gamma; \quad A_4 = 0; \quad A_5 = 0; \quad A_6 = \beta\gamma; \quad A_7 = \gamma^2; \quad A_8 = 0; \quad A_9 = 10\beta^2\gamma; \\ A_{10} &= 36\beta\gamma^2; \quad A_{11} = 36\gamma^3; \quad A_{12} = 280\beta^3\gamma; \quad A_{13} = 2230\beta^2\gamma^2; \quad A_{14} = 6306\beta\gamma^3; \\ A_{15} &= 15400\beta^4\gamma + 6306\gamma^4; \quad A_{16} = 220500\beta^3\gamma^2; \quad A_{17} = 1228260\beta^2\gamma^3 \quad \dots \end{aligned}$$

Рис. 2. Решение уравнения (2.15), $f(x, \zeta)$.Рис. 3. Решение уравнения (2.15), $f'(x, \zeta)$.

При этом связь между величинами γ , β и ζ определяется системой из двух алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n(\beta, \gamma)}{(n-1)!} &= -\zeta, \\ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n(\beta, \gamma)}{n!} &= 0, \end{aligned} \quad (2.25)$$

соответствующих граничным условиям (2.17) и (2.19).

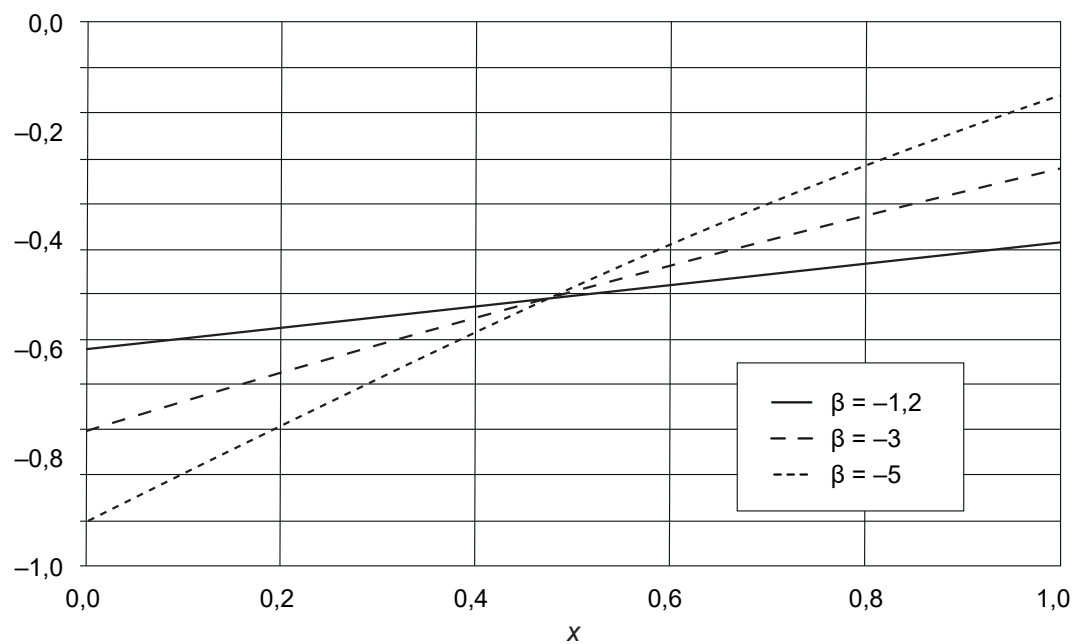


Рис. 4. Решение уравнения (2.15), $f''(x, \zeta)$.

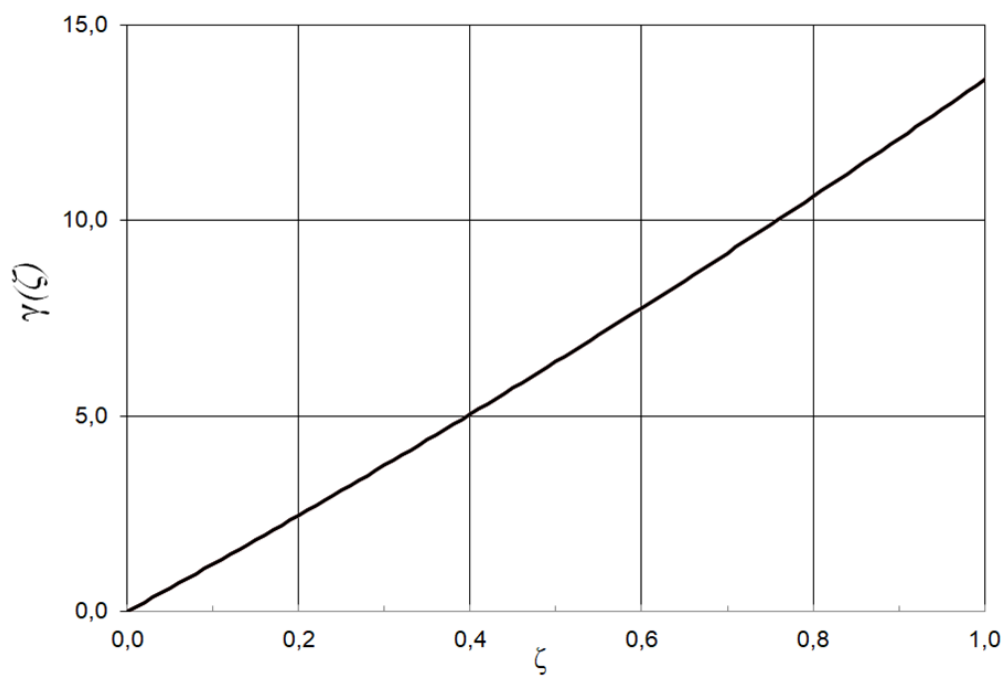


Рис. 5. Зависимость величины γ от величины ζ .

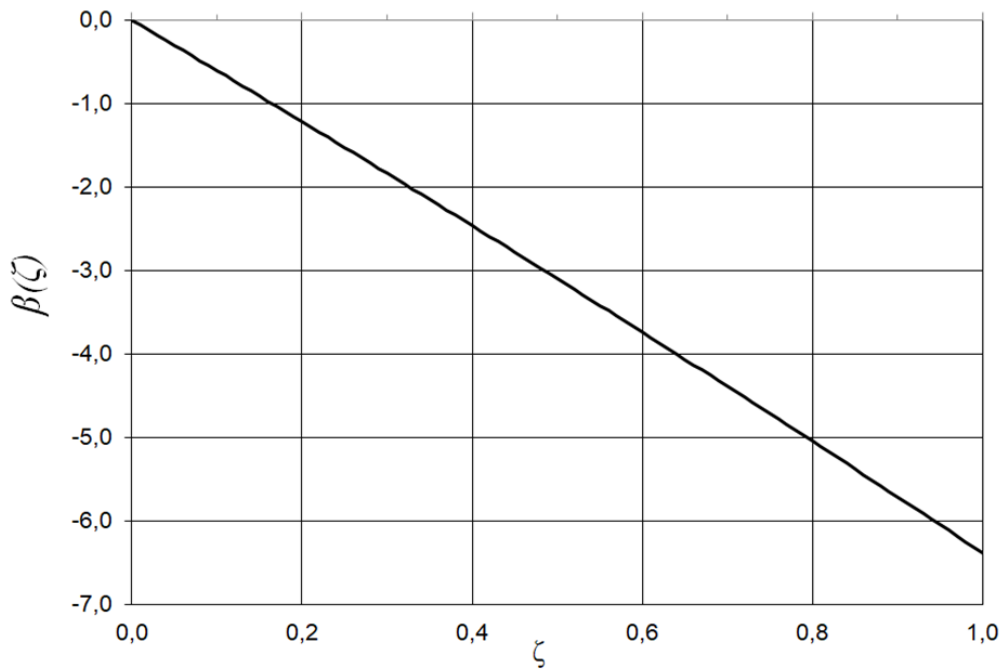


Рис. 6. Зависимость величины β от величины ζ .

Полученные в результате решения системы уравнений (2.25) зависимости $\gamma(\zeta)$ и $\beta(\zeta)$ позволяют представить решение (2.24) как функцию переменной x и параметра задачи ζ :

$$f(x, \zeta) = F(x, \beta(\zeta), \gamma(\zeta)).$$

2.4. Представление полного решения задачи

Компонента скорости v_z , в соответствии с (2.13)–(2.14), выражается через найденное решение уравнения (2.15) следующим образом:

$$v_z(z, \zeta) = \frac{\eta}{\rho h} f(z/h, \zeta).$$

Для функции φ имеем, в соответствии с (2.4),

$$\varphi(z, \zeta) = -\tau \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{\eta \Lambda}{\lambda \cdot (T_w - T_s)} f'(z/h, \zeta) = -\frac{1}{\xi} f'(z/h, \zeta). \quad (2.26)$$

В соотношении (2.26) и ниже f' и f'' обозначают первую и вторую производные функции $f(x, \zeta)$ по переменной x . Как легко видеть, соотношение (2.2) для функции φ выполняется в силу граничного условия (2.17).

Компонента скорости v_r , в соответствии с (2.1), есть

$$v_r(r, z, \zeta) = r \frac{\varphi(z, \zeta)}{2\tau} = -\frac{\eta}{2\rho h^2} r f'(z/h, \zeta).$$

Уравнение (2.8) позволяет определить градиент давления по координате z :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\eta^2}{\rho h^3} [f''(z/h, \zeta) - f(z/h, \zeta) f'(z/h, \zeta)]. \quad (2.27)$$

Используя (2.10)–(2.11), (2.3) и (2.20)–(2.21) можно написать

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \text{const} \frac{\rho}{2\tau^2} \cdot r = -\frac{\eta^2}{2\rho h^4} \gamma(\zeta) \cdot r. \quad (2.28)$$

Как следует из соотношений для градиентов (2.27) и (2.28), распределение давления дается следующим выражением:

$$P = P_0 + \frac{\eta^2}{4\rho h^4} \gamma(\zeta) (R^2 - r^2) + \frac{\eta^2}{\rho h^3} \int [f''(z/h, \zeta) - f(z/h, \zeta) f'(z/h, \zeta)] dz,$$

где P_0 — давление внешней среды.

2.5. О режиме течения

Оценим число Рейнольдса для течения в радиальном направлении:

$$\text{Re} = \frac{\rho v_r h}{\eta} = \frac{1}{2h} r f'(z/h, \zeta) \sim \frac{R}{h}, \quad (2.29)$$

поскольку $f'(z/h, \zeta)$ порядка единицы (см. рис. 3). Необходимо оценить толщину парового слоя h .

Перепад давления между паровым слоем и окружающей средой оценим на основании (2.28) как

$$\Delta P \sim \frac{\eta^2 R^2}{\rho h^4} \gamma.$$

Для силы, действующей на каплю со стороны парового слоя за счет избыточного давления, можно написать

$$F \sim \Delta P R^2 \sim \frac{\eta^2 R^4}{\rho h^4} \gamma. \quad (2.30)$$

Капля падает на стенку со скоростью U , ее импульс есть

$$p \sim \rho_f R^3 U, \quad (2.31)$$

где ρ_f — плотность жидкости. Под действием силы F в ходе взаимодействия со стенкой за время Δt импульс капли меняется на противоположный. Поэтому можно написать:

$$F \Delta t \sim p. \quad (2.32)$$

Как указывалось выше, характерное время контакта с горячей стенкой определяется частотой собственных колебаний капли. Наименьшая возможная частота собственных колебаний капли равна [11]

$$\frac{1}{\Delta t} \sim \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_f R^3}}. \quad (2.33)$$

Подставляя (2.30), (2.31) и (2.33) в (2.32), получаем для толщины парового слоя

$$h \sim \frac{\eta^{1/2} \gamma^{1/4} R^{5/8}}{\sigma^{1/8} \rho^{1/4} \rho_f^{1/8} U^{1/4}}.$$

Соответственно, число Рейнольдса (2.29) есть

$$\text{Re} \sim \frac{\sigma^{1/8} \rho^{1/4} \rho_f^{1/8} U^{1/4} R^{3/8}}{\eta^{1/2} \gamma^{1/4}}.$$

Для характерного размера капли 1 мм, характерной скорости движения капель в закризисной области (10 м/с), и с учетом значений величины γ (порядка 10, см. рис. 5) для всего представляющего интерес диапазона давлений число Рейнольдса не превышает 50. Таким образом, течение в паровом слое является ламинарным, что и предполагалось при решении задачи.

Заметим также, что отношение времени взаимодействия капли со стенкой Δt (2.33) к характерному времени теплообмена τ (2.3) составляет 5–10, в зависимости от давления и перегрева стенки. Это позволяет рассматривать стационарный режим течения пара.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена гидродинамическая задача о течении пара в щели между каплей жидкости и горячей стенкой, обусловленном испарением жидкости. Эта задача возникает, в частности, при моделировании закризисного теплообмена, когда капли из парожидкостного потока выпадают на нагреваемую поверхность и частично испаряются на ней, внося значительный вклад в теплопередачу. Получено точное решение рассматриваемой задачи. Также показано, что для всего представляющего интерес диапазона изменения параметров задачи течение является ламинарным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кириллов П.Л., Богословская Г.П. Тепломассообмен в ядерных энергетических установках. М.: Энергоатомиздат, 2000. 456 с.
2. Kataoka I., Mamoru Ishii, Mishima K. Generation and size distribution of droplet in annular two-phase flow // J. Fluids Eng. 1983. V. 105. P. 231–238.
3. Wachters L.H.J., Westerling N.A.J. The heat transfer from a hot wall to impinging water drops in the spheroidal state // Chem. Eng. Sci. 1966. V. 21. P. 1047–1056.
4. Makino K., Michiyoshi I. The behavior of a water droplet on heated surfaces // Int. J. Heat Mass Transfer. 1984. V. 27. P. 781–791.
5. Ge Y., Fan L. S. Three-dimensional simulation of impingement of a liquid droplet on a flat surface in the Leidenfrost regime // Phys. Fluids. 2005. V. 17. P. 027104.
6. Tran T., Staat H.J.J., Susarrey-Arce A., Foertsch T.C., Van Houselt A., Gardeniers H.J.G.E., Prosperetti A., Lohse D., Sun C. Droplet impact on superheated micro-structured surfaces // Soft Matter. 2013. V. 9. P. 3272–3282.
7. Liang G., Mudawar I. Review of drop impact on heated walls // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. V. 106. P. 103–126.
8. Biance A.-L., Chevy F., Clanet C., Lagubeau G. and Quere D. On the elasticity of an inertial liquid shock // J. Fluid Mech. 2006. V. 554. P. 47–66.
9. Chatzikyriakou D., Walker S.P., Hale C.P., Hewitt G.F. The measurement of heat transfer from hot surfaces to non-wetting droplets // Int. J. Heat Mass Transfer. 2011. V. 54 P. 1432–1440.
10. Aerodynamic Theory, Volume III, Durand W.F., Editor-in-Chief, Berlin, Julius Springer, 1935. 354 с.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Т. VI. Гидродинамика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. 736 с.

EXACT SOLUTION OF THE PROBLEM OF VAPOR FLOW THROUGH A GAP BETWEEN AN EVAPORATING DROPLET OF LIQUID AND A HOT WALL

A.V. Palagin^{a,*}

^a Nuclear Safety Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

*e-mail: palagin@ibrae.ac.ru

Abstract—Vapor flow in a gap between a liquid droplet and a hot wall caused by evaporation of liquid is considered. It is assumed that the wall temperature is higher than the minimum film boiling temperature, and there is no direct contact with liquid. In particular, the problem of such a flow arises in modeling post-crisis heat transfer, when droplets from a vapor-liquid flow fall onto the heated surface and partially evaporate on it, making a significant contribution to heat transfer. Within the framework of the problem under consideration, the gap between the droplet and the wall is assumed to be plane, and the vapor flow to be laminar and axisymmetric. An exact solution to the corresponding hydrodynamic problem is given.

Keywords: axisymmetric flow, plane gap between a liquid droplet and a hot wall, exact solution