

УДК 536.24: 519.63

## **Численное исследование охлаждения высокотемпературного металлического цилиндра потоком газожидкостной среды\***

**А.М. Липанов<sup>1</sup>, С.С. Макаров<sup>2</sup>, А.И. Карпов<sup>2</sup>, Е.В. Макарова<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва*

<sup>2</sup>*Институт механики УрО РАН, Ижевск*

<sup>3</sup>*Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашиникова*

E-mail: ssmak15@mail.ru

Предложена математическая модель сопряженного теплообмена в гетерогенной системе «твердое тело–газожидкостная среда» при парообразовании у поверхности высокотемпературного металлического цилиндра, охлаждаемого продольным потоком воды. Приведены результаты численных параметрических расчетов влияния теплофизических и гидродинамических характеристик на закономерности появления пара на границе с охлаждаемой поверхностью цилиндра.

**Ключевые слова:** сопряженный теплообмен, высокотемпературный металлический цилиндр, парообразование, газожидкостная среда, численное моделирование.

### **Введение**

Вопросам численного решения сопряженных задач гидродинамики и теплообмена при охлаждении потоками жидкости высокотемпературных тел уделяется большое внимание. Так, в работе [1] приводятся результаты решения задач двухфазного течения в условиях теплообмена с высокотемпературными поверхностями элементов энергетических установок. На основе анализа экспериментальных работ разработана модель кризиса кипения скоростных потоков жидкости, недогретой до температуры насыщения. Приведенные интерполяционные зависимости включают эмпирические коэффициенты, значения которых во многом зависят от распределения тепловых и гидродинамических параметров на участке контакта потока и охлаждаемой поверхности.

В области термической обработки изделий металлургии и машиностроения задача охлаждения высокотемпературных заготовок организованными потоками закалочных сред не теряет своей актуальности. В работе [2] рассматриваются частные случаи и модели задач охлаждения. Основная сложность при выборе режима подачи охлаждающей среды заключается в ограниченности информации об изменении температурного поля заготовки при контакте с быстродвижущимся потоком среды. Для проточных трактов энергетических

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-08-04034).

силовых установок, аппаратов, агрегатов и т.д. возникает вопрос организации рациональных режимов охлаждения скоростными потоками жидкости. Проблема описания взаимодействия жидкости и поверхностей высокотемпературных металлических тел актуальна для многих теоретических и прикладных вопросов гидромеханики и тепло- и массообменных процессов газожидкостных систем [3, 4]. В работах [5, 6] авторами были предложены численные алгоритмы решения задач охлаждения высокотемпературного металлического цилиндра квазистационарными потоками, где расчет обтекающей среды (воды или воздуха) основывался на рассмотрении последовательности стационарных состояний, а для твердого тела решалось нестационарное уравнение теплопроводности. Расчетные параметры теплообмена цилиндра и потока среды в зависимости от геометрии, теплофизических свойств и времени процесса были получены, как и в работах [7–11], на основе критеральных зависимостей условий теплоотдачи.

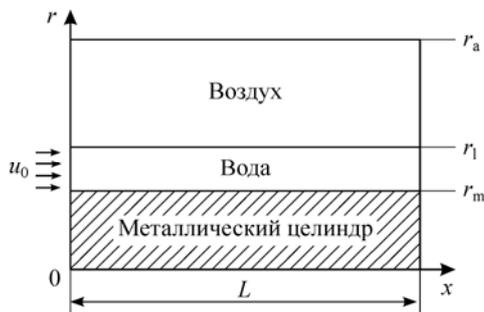
В современных зарубежных работах экспериментальной направленности [12], а также посвященных численным решениям [13], сделан упор на исследование испарения тонких двухфазных пленок в узком диапазоне тепловых параметров без учета совместного перемещения генерируемого пара с основным потоком жидкости. В работах [14, 15] изучался механизм парообразования и поведения возникающих паровых пузырьков в покоящейся жидкости. В настоящей работе исследование процесса парообразования при охлаждении высокотемпературного металлического цилиндра продольным потоком газожидкостной среды проводится на основе математической модели, описывающей интегральный баланс фазового перехода без детализации процесса образования пузырьков. Таким образом, тепловой эффект парообразования учитывается введением эффективной объемной доли пара, рассчитываемой на основе энергетического баланса.

### Математическая модель

Высокотемпературный сплошной металлический цилиндр радиусом  $r_m$  и длиной  $L$  охлаждается продольно движущимся в направлении оси  $x$  потоком воды с начальной скоростью  $u_0$ . Толщина слоя натекающей воды равна  $r_1 - r_m$ . Над слоем воды находится слой воздуха толщиной  $r_a - r_1$ . Схема расчетной области приведена на рис. 1.

При разработке математической модели приняты следующие предположения:

- течение воды и воздуха считается ламинарным и осесимметричным относительно продольной оси цилиндра;
- параметры в направлении  $r$  изменяются непрерывно, при этом на границе между водой и воздухом выполняются условия сопряжения по скоростным и тепловым параметрам;
- в воде, у поверхности цилиндра, имеет место процесс парообразования;
- пар считается насыщенным и описывается уравнением состояния идеального газа, плотность пара значительно меньше плотности жидкости;
- испарение считается равновесным, давление пара однородно по объему и равно давлению в жидкости;



– воздух описывается уравнением состояния идеального газа.

Система уравнений в газожидкостной среде  $r_m < r < r_a$  (см. рис. 1) имеет вид

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \frac{\partial u}{\partial t} + \bar{\rho} u \frac{\partial u}{\partial x} + \bar{\rho} v \frac{\partial u}{\partial r} = \\ = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \bar{\mu} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \bar{\mu} r \frac{\partial u}{\partial r}, \end{aligned} \quad (1)$$

Рис. 1. Физическая схема расчетной области.

$$\bar{\rho} \frac{\partial v}{\partial t} + \bar{\rho} u \frac{\partial v}{\partial x} + \bar{\rho} v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \bar{\mu} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \bar{\mu} r \frac{\partial v}{\partial r} - \bar{\mu} \frac{v}{r^2}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \bar{\rho} v)}{\partial r} = 0, \quad (3)$$

$$\bar{\rho} c \frac{\partial T}{\partial t} + \bar{\rho} c u \frac{\partial T}{\partial x} + \bar{\rho} c v \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \bar{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \bar{\lambda} r \frac{\partial T}{\partial r} - \dot{m}_v Q_v, \quad (4)$$

$$\bar{\rho} \frac{\partial Y_v}{\partial t} + \bar{\rho} u \frac{\partial Y_v}{\partial x} + \bar{\rho} v \frac{\partial Y_v}{\partial r} = \dot{m}_v. \quad (5)$$

Здесь эффективные теплофизические параметры среды определяются следующим образом:  $\bar{\rho} = \Gamma_1 Y_v + (1 - Y_v) \Gamma_2$ , где  $\Gamma_1 = \{\rho_v\}$ ; область «вода–пар»  $r_m < r < r_1$ :  $\Gamma_2 = \{\rho_1\}$ ; область «воздух–пар»  $r_1 < r < r_a$ :  $\Gamma_2 = \{\rho_a\}$ ;  $\rho = p/RT$ ,  $\rho = \{\rho_v, \rho_a\}$ ,  $R = \{R_v, R_a\}$ ;  $\bar{\Gamma} = \Gamma_v \Gamma_{al} / (\Gamma_v Y_v + \Gamma_{al} (1 - Y_v))$ , где  $\bar{\Gamma} = \{\bar{c}, \bar{\lambda}, \bar{\mu}\}$ ,  $\Gamma_v = \{c_v, \lambda_v, \mu_v\}$ ; область «вода–пар»  $r_m < r < r_1$ :  $\Gamma_{al} = \{c_1, \lambda_1, \mu_1\}$ ; область «воздух–пар»  $r_1 < r < r_a$ :  $\Gamma_{al} = \{c_a, \lambda_a, \mu_a\}$ ; на границе сред «вода–воздух»  $r = r_1$ :  $\bar{\Gamma} = \{\bar{c}, \bar{\lambda}, \bar{\mu}\}$  определяется через  $\Gamma_{al}$ .

Удельная массовая скорость парообразования находится из уравнения теплового баланса

$$\dot{m}_v = \left( \bar{\rho} c \Delta T^* \right) / Q_v,$$

где приведенный поток тепла определяется следующим соотношением:

$$\Delta T^* = \begin{cases} 0, & \text{если } T(t + \Delta t) < T_s, \\ [T(t + \Delta t) - T_n(t)] / \Delta t, & \text{если } T(t + \Delta t) > T_s, \end{cases}$$

$T_n(t) = \max(T(t); T_s)$ ,  $\Delta t$  — шаг по времени.

Уравнение энергии для металлического цилиндра  $0 < r < r_m$  имеет вид

$$\rho_m c_m \frac{\partial T_m}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda_m \frac{\partial T_m}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \lambda_m r \frac{\partial T_m}{\partial r}. \quad (6)$$

Граничные условия описываются следующим образом:

$$\begin{aligned} x = 0: & \quad 0 < r < r_m: \quad \partial T / \partial x = 0; \\ & \quad r_m < r < r_1: \quad T = T_{10}, \quad u = u_0, \quad v = 0; \\ & \quad r_1 < r < r_a: \quad \partial u / \partial x = 0, \quad \partial v / \partial x = 0, \quad \partial T / \partial x = 0; \\ x = L: & \quad 0 < r < r_m: \quad \partial T / \partial x = 0; \\ & \quad r_m < r < r_a: \quad \partial T / \partial x = 0, \quad \partial u / \partial x = 0, \quad \partial v / \partial x = 0; \\ r = 0: & \quad 0 < x < L: \quad \partial T / \partial r = 0; \\ r = r_m: & \quad -\lambda_m (\partial T_m / \partial r) = -\bar{\lambda} (\partial T / \partial r), \quad T_m = T, \quad u = 0, \quad v = 0; \\ r = r_a: & \quad \partial T / \partial r = 0, \quad \partial u / \partial r = 0, \quad \partial v / \partial r = 0. \end{aligned}$$

### Метод решения

Для решения системы уравнений (1–6) используется метод контрольного объема, параметры поля течения рассчитаны по алгоритму SIMPLE [16]. Для итерационного

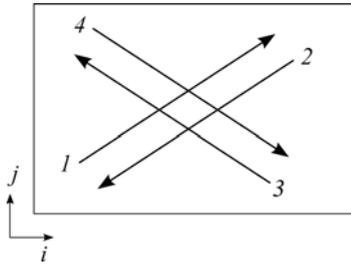
решения полученной системы линейных алгебраических уравнений используется метод Гаусса–Зейделя с нижней релаксацией:

$$\Phi_p^{(k+1)} = \Phi_p^{(k)} + \alpha \left[ \left( \sum_{i,j} a_{i,j} \Phi_{i,j}^{(n)} + b \right) / a_p - \Phi_p^{(k)} \right],$$

где  $\alpha < 1$  — коэффициент нижней релаксации, имеющий постоянное значение во всей расчетной области для соответствующей переменной  $\Phi_p$ ;  $k$  — номер итерации,  $n = k$ , если  $\Phi_{i,j}^{(k+1)}$  еще не вычислено,  $n = k + 1$  — в обратном случае;  $p$  — расчетный контрольный объем,  $a, b$  — параметры системы алгебраических уравнений. Для ускорения сходимости итерационного процесса используется последовательный обход узлов сетки в четырех направлениях [17] (рис. 2).

Проводилось тестирование численного алгоритма для случая обтекания потоком жидкости плоской пластины и сопоставление величин локальных значений коэффициентов теплоотдачи и напряжения трения по предлагаемой модели с результатами, приведенными в работе [18].

Поток воды с температурой 20 °С натекает с начальной скоростью  $u_0 = 10$  м/с на нагретую металлическую поверхность с постоянной температурой 800 °С. Расчетное время  $t = 0,1$  с. По зависимостям [18] на расстоянии  $x = 0,1$  м от начала пластины тепловой поток стабилизируется и составляет  $q = 2,9$  МВт/м<sup>2</sup>, напряжение трения на стенке  $\tau_{ст} = 34,4$  Па. Данные расчетов приведены в таблицах 1, 2.



Из полученных результатов можно сделать вывод, что шаг интегрирования по радиусу должен быть не более  $\Delta r < 10^{-5}$  м. Расчетная сетка  $N_j \times N_i = 623 \times 632$  имеет сходящийся профиль с размерами граничных

Рис. 2. Порядок обхода узлов сетки расчетной области.

1 —  $i = 0..N_i, j = 0..N_j$ ; 2 —  $i = N_i..0, j = N_j..0$ ;  
3 —  $i = N_i..0, j = 0..N_j$ ; 4 —  $i = 0..N_i, j = N_j..0$ .

Таблица 1

Сопоставление данных по удельному тепловому потоку

Шаг по радиусу	Расчет по зависимостям [18]	Расчет по рассматриваемой модели
$\Delta r$	$q, \text{МВт/м}^2$	$q, \text{МВт/м}^2$
$10^{-6}$	2,9	2,91
$10^{-5}$		2,82
$10^{-4}$		2,72
$10^{-3}$		2,33

Таблица 2

Сопоставление данных по напряжению трения

Шаг по радиусу	Расчет по зависимостям [18]	Расчет по рассматриваемой модели
$\Delta r$	$\tau_{ст}, \text{Па}$	$\tau_{ст}, \text{Па}$
$10^{-6}$	34,4	34
$10^{-5}$		35
$10^{-4}$		22
$10^{-3}$		10

ячеек  $10^{-6} \times 10^{-6}$  м при  $r = r_m$ ,  $r = r_1$ ,  $x = 0$ . Для области течения  $r_m < r < r_a$  ведется сквозной счет гидродинамических и тепловых параметров потока воды и воздуха. Рассчитанное температурное поле в области металла  $0 < r < r_m$  сопрягается на границе  $r = r_m$  через граничные условия с температурным полем потока.

Предлагаемая модель описывает течение жидкости при наличии пара у охлаждаемой высокотемпературной поверхности. Учитывая это, примем, как и в работе [19], условие по разграничению режимов теплообмена при кипении в условиях направленного движения жидкости. Границы областей предлагается определять в соответствии с неравенством

$$q / (Q_v \rho_v u) (\rho_v / \rho_l)^{1,45} (Q_v / (c_l T_s))^{0,33} \leq 0,4 \cdot 10^{-5}. \quad (7)$$

Если выполняется условие (7), то в процессе теплообмена доминирующее значение имеет конвективный теплообмен без развитого пузырькового кипения. Как отмечается в работе [20], зависимость (7) справедлива для небольшого количества пара в потоке и определяет область режимных параметров, в которой механизм переноса, обусловленный процессом парообразования, не влияет на интенсивность теплообмена при кипении.

### Результаты расчетов

Для примера рассмотрим охлаждение сплошного металлического цилиндра с параметрами  $r_m = 0,02$  м,  $r_1 = 0,025$  м,  $r_a = 0,035$  м,  $L = 0,2$  м,  $T_{m0} = 1073$  К продольным потоком воды  $T_{10} = 293$  К. Начальная температура воздуха  $T_{a0} = T_{10}$ . Теплофизические параметры сред приняты согласно [21, 22].

На рис. 3 приведены результаты, определяющие диапазон изменения теплового потока в зависимости от скорости потока среды, рассчитанного по формуле (7), и полученные при численной реализации модели. Расчет проведен с целью определения времени существования развитого кипения и конвективного теплообмена на поверхности цилиндра при заданных модельных условиях. Наклонная линия отображает результаты расчета удельного теплового потока по формуле (7) при задании параметров воды и скорости потока от 1 до 10 м/с. Выше наклонной линии находится область расчетных значений теплового потока, при которых процесс течения сопровождается развитым пузырьковым кипением жидкости, ниже — область конвективного теплообмена без развитого пузырькового кипения. Результаты расчета показывают, что при заданных модельных условиях режим развитого пузырькового кипения существует непродолжительное время. Так, за расчетное время  $t = 0,06$  с при всех заданных значениях скорости потока имеет место развитый пузырьковый режим кипения. С увеличением времени расчета до  $t = 0,1$  с наблюдается снижение интенсивности отвода тепла и переход в область с доминированием конвективного теплообмена с небольшим содержанием пара в потоке воды. Для дальнейших расчетов примем время  $t = 0,1$  с. Полагаем, что в рассматриваемом процессе начальный вклад пузырькового парообразования незначителен и отвод тепла происходит без образования и отрыва пузырьков. Таким образом, адекватность результатов, полученных с использованием

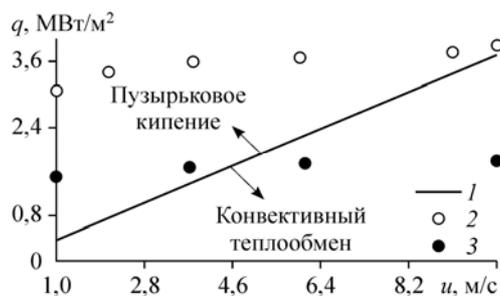


Рис. 3 Удельный тепловой поток в узле  $x \rightarrow L$  при  $r = r_m$ .  
Расчеты  $q$  по формуле (7) (1)  
и по модели при  $t = 0,06$  (2),  $0,1$  (3) с.

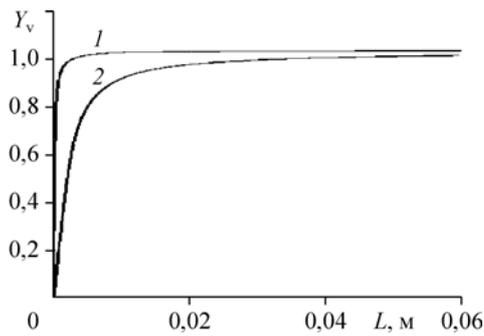


Рис. 4. Концентрация пара на границе  $r = r_m$  с поверхностью металлического цилиндра по его длине.  
 $u_0 = 1$  (1), 10 (2) м/с.

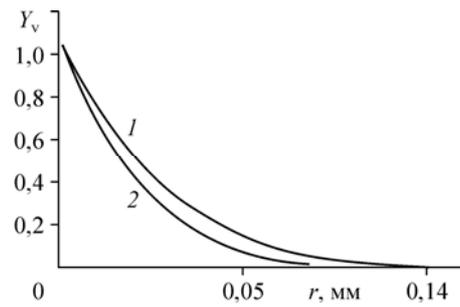


Рис. 5. Концентрация пара на границе  $r = r_m$  с металлическим цилиндром по радиусу при  $x \rightarrow L$ .  
 $u_0 = 1$  (1), 10 (2) м/с.

предлагаемой модели, определяется нахождением параметрической области в зоне конвективного теплообмена, лежащей ниже сплошной линии на рис. 3, определяемой критериальным соотношением (7).

Рассмотрим влияние скорости потока воды (рис. 4) на интенсивность появления пара на охлаждаемой поверхности цилиндра по его длине. Очевидно, что доля пара в потоке воды с ростом скорости течения уменьшается, что особенно заметно проявляется на начальном участке охлаждения в продольном направлении движения потока жидкости. Этот эффект обусловлен более высокой интенсивностью конвективного переноса холодной жидкости на начальном участке течения. Аналогичная закономерность имеет место при рассмотрении распределения пара по поперечной координате (рис. 5).

Основной интерес представляют результаты расчета охлаждения поверхности цилиндра с учетом процесса парообразования. На рис. 6 представлены распределения температуры по длине поверхности металлического тела при наличии пара ( $Y_v > 0$ ) (кривые 1 и 3) в потоке и в его отсутствии ( $Y_v = 0$ ) (кривые 2 и 4). Полученные результаты показывают, что учет процесса парообразования в потоке воды приводит к менее интенсивному охлаждению цилиндра и увеличению температуры его поверхности, что видно при сравнении кривых 1 и 2, 3 и 4. При этом стоит отметить, что данный эффект сильнее проявляется при уменьшении скорости потока.

### Заключение

С использованием математической модели сопряженного теплообмена в гетерогенной системе «твердое тело — двухфазная газожидкостная среда» получены результаты численных параметрических расчетов влияния теплофизических и гидродинамических характеристик на закономерности парообразования у поверхности высокотемпературного металлического цилиндра, охлаждаемого продольным потоком воды.

Модель может быть применена для решения задач по нахождению начальных тепловых и гидродинамических условий

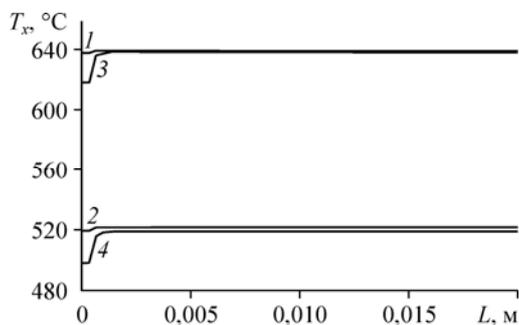


Рис. 6. Температура поверхности металлического цилиндра ( $r = r_m$ ).

При скорости 1 м/с: 1 —  $Y_v > 0$ , 2 —  $Y_v = 0$ ;  
при скорости 10 м/с: 3 —  $Y_v > 0$ , 4 —  $Y_v = 0$ .

расчета теплонапряженных процессов в многообразии технических приложений. В дальнейшем необходимы исследования по разработке и совершенствованию теории комбинированных конвективных, пузырьковых и пленочных режимов теплообмена при охлаждении высокотемпературных тел, как это показано в работе [4].

### Список обозначений

$c$ — удельная теплоемкость, Дж/(кг·К),	$r$ — радиальная координата, м,
$\dot{m}$ — удельная массовая скорость парообразования, кг/(м <sup>3</sup> ·с),	$T$ — температура, К,
$N$ — число контрольных объемов в расчетной области, шт.,	$t$ — время, с,
$Q$ — удельная теплота испарения, Дж/кг,	$q$ — удельный тепловой поток, Вт/м <sup>2</sup> ,
$Y$ — объемная концентрация пара,	$L$ — длина расчетной области, м,
$p$ — давление, Па,	$x$ — продольная координата, м,
$R$ — удельная газовая постоянная, Дж/(кг·К),	$u$ — компонента скорости по $x$ , м/с,
	$v$ — компонента скорости по $r$ , м/с.

### Греческие символы

$\rho$  — плотность, кг/м<sup>3</sup>,  $\lambda$  — теплопроводность, Вт/(м·град),  $\mu$  — динамическая вязкость, Па·с.

### Индексы

$m$ — металл,	$s$ — параметры насыщения,
$l$ — жидкость,	$i, j$ — номера контрольных объемов расчетной области,
$a$ — воздух,	$*$ — приведенный параметр,
$v$ — пар,	$n$ — расчетный параметр.
$0$ — начальное значение,	

### Список литературы

1. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика двухфазных систем. М.: Изд-во МЭИ, 2000. 374 с.
2. Лабейш В.Г. Жидкостное охлаждение высокотемпературного металла. Л.: Изд-во Ленингр. университета, 1983. 172 с.
3. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. М.: Энергия, 1976. 296 с.
4. Актёршев С.П., Овчинников В.В. Модель вскипания сильно перегретой жидкости с формированием фронта испарения // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18, № 4. С. 617–628.
5. Липанов А.М., Макаров С.С. Численное решение задачи охлаждения потоком воды и воздуха высокотемпературного сплошного металлического цилиндра // Машиностроение и инженерное образование. 2014. № 1. С. 36–41.
6. Липанов А.М., Макаров С.С. Численное решение задачи охлаждения полых металлических заготовок цилиндрической формы продольными потоками воды // Химическая физика и мезоскопия. 2014. Т. 16, № 4. С. 524–529.
7. Ягов В.В., Лексин М.А. Кризис кипения недогретой жидкости на горизонтальных цилиндрических нагревателях // Теплоэнергетика. 2006. № 4. С. 15–21.
8. Деев В.И., Аунг Зар Ни, Куценко К.В., Лаврухин А.А., Маслов Ю.А., Федосеев В.Н., Харитонов В.С. Методика расчета теплообмена при кипении жидкости на поверхности нагрева // Ядерная физика и инжиниринг. 2011. Т. 2, № 5. С. 387–394.
9. Глазков В.В., Киреева А.Н. Эффект прямого контакта жидкости с поверхностью при закалке // Теплофизика высоких температур. 2010. Т. 48, № 3. С. 475–477.
10. Вавилов С.Н., Жатухин А.В., Киреева А.Н. Исследование контакта холодного теплоносителя с перегретой поверхностью // Тепловые процессы в технике. 2011. № 3. С. 118–121.
11. Marchuk I., Karchevsky A., Surtaev A., Kabov O. Heat flux at the surface of foil heater under evaporating sessile droplets // Int. J. Aerospace Engineering. 2015. Vol. 2015. Article ID 301036. 5 p.
12. Dziak J. Mass and heat transfer during thin-film evaporation of liquid solutions // Advanced Topics in Mass Transfer. 2011. P. 611–626.
13. Nasr A., Debissi C., Ben Nasrallah S. Evaporation of a binary liquid film by forced convection // Thermal Science. 2011. Vol. 15, No. 3. P. 773–784.
14. Yasuo O., Tomoaki K. Numerical study on pool boiling // Progress in nuclear sci. and technology. 2011. Vol. 2. P. 125–129.

15. **Томоакі К., Yasuo О.** Direct numerical simulation and visualization of subcooled pool boiling // Int. J. Aerospace Engineering. 2014. Vol. 2014. Article ID 120604. 11 p.
16. **Патанкар С.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
17. **Безуглый, В.Ю., Беяев Н.М.** Численные методы теории конвективного тепломассообмена, Киев-Донецк: Вища школа, 1984. 176 с.
18. **Исаев С.И., Кожин И.А., Кофанов В.И., Леонтьев А.И. и др.** Теория тепломассообмена / Под ред. А.И. Леонтьева. М.: Высшая школа, 1979. 495 с.
19. **Толубинский В.И.** Теплообмен при кипении. Киев: Наукова думка, 1980. 316 с.
20. **Кутепов А.М., Л.С. Стерман, Н.Г. Стюшин.** Гидродинамика и теплообмен при парообразовании. М.: Высшая школа, 1986. 448 с.
21. **Вукалович М.П.** Теплофизические свойства воды и водяного пара. М.: Машиностроение, 1967. 160 с.
22. **Стали и сплавы.** Марочник / Под ред. В.Г. Сорокина, М.А. Гервасьева. М.: Интермет Инжиниринг, 2001. 608 с.

*Статья поступила в редакцию 3 сентября 2015 г.,  
после доработки — 1 марта 2016 г.*