

Тепловые процессы в технике. 2024. Т. 16. № 9. С. 399–411
Thermal processes in engineering, 2024, vol. 16, no. 9, pp. 399–411

Научная статья
УДК 536.24:621.45.046.4
URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=183974>
EDN: <https://www.elibrary.ru/RTDMVB>

Определение параметров теплообмена в водородных баках на стационарном режиме заправки

А.С. Мякочин¹✉, В.В. Тлевцежев²

^{1,2}Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Российская Федерация

¹amyakochin@gmail.com✉

Аннотация. Рассматривается тепловое состояние цилиндрической оболочки водородного бака с теплоизоляцией на стационарном режиме заправки. Предложена методика расчета, позволяющая определять параметры теплообмена в жидкой и паровой фазах на стационарном режиме заправки. Данная методика основана на приближении идеальной дренажной системы. Заправка жидкости в бак осуществляется при температуре, соответствующей по кривой насыщения начальному давлению в баке. Фазовые переходы на свободной поверхности жидкости отсутствуют.

Ключевые слова: криогенный топливный бак, тепловая защита, жидкий водород, кипение, естественная конвекция, стационарный режим, фазовый переход

Для цитирования. Мякочин А.С., Тлевцежев В.В. Определение параметров теплообмена в водородных баках на стационарном режиме заправки // Тепловые процессы в технике. 2024. Т. 16. № 9. С. 399–411. URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=183974>

Original article

Determination of heat transfer parameters in hydrogen tanks in stationary refueling mode

A.S. Myakochin¹✉, V.V. Tlevcezhev²

^{1,2}Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russian Federation

¹amyakochin@gmail.com✉

Abstract. In this paper, the thermal state of the cylindrical shell of a hydrogen tank equipped with thermal insulation is investigated under stationary refueling conditions. The developed technique makes it possible to calculate the parameters of heat transfer in both liquid and vapor phases during this process. The creation of such a technique is a complex task requiring a multidimensional approach, but it has significant practical significance for improving the efficiency of refueling cryogenic fuel tanks. One of the key aspects of optimizing the refueling process is the throughput of the drainage system. The effective operation of this system can significantly affect the speed and safety of refueling, which is es-

pecially important in conditions of high reliability requirements for cryogenic technologies. The article presents a simplified physical and mathematical model that serves to theoretically describe the processes occurring in hydrogen fuel tanks under stationary refueling conditions. Within the framework of this model, the thermal state of the tank shell is considered, which makes it possible to determine the parameters of heat exchange in wetted and non-wetted areas.

The developed model is based on the assumption of an ideal drainage system and includes a numerical solution of the stationary equation of thermal conductivity. This allows us to identify the main parameters of heat exchange during the refueling process. The results show that in the uncoated part of the shell, heat exchange between the wall and hydrogen gas is carried out due to natural convection. This aspect is important for understanding the thermodynamic processes occurring inside the tank.

Thus, the proposed methodology and model can become the basis for further research and practical applications in the field of cryogenic technology. This will make it possible to more accurately predict the behavior of thermophysical processes in hydrogen tanks, which can lead to an improvement in their design and increase operational safety. The development of effective solutions for heat exchange management in such systems is essential to achieve high reliability and efficiency of cryogenic fuel systems. Ultimately, this may contribute to the development of new technologies for storing and transporting hydrogen, which is an urgent area in the field of energy and ecology.

Keywords: cryogenic fuel tank, thermal protection, liquid hydrogen, boiling, natural convection, stationary regime, phase transition

For citation. Myakochin A.S., Tlevcezhnev V.V. Determination of heat transfer parameters in hydrogen tanks in stationary refueling mode. *Thermal processes in engineering*. 2024, vol. 16, no. 9, pp. 399–411. (In Russ.). URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=183974>

Введение

Создание методики расчета теплофизических процессов, протекающих в криогенных топливных баках при их заправке, является очень сложной и многоплановой задачей, но она имеет важное практическое значение. В начальный момент заправки топливный бак гораздо теплее, чем подаваемый в него жидкий криогенный компонент, и, кроме того, при охлаждении бака заправляемым компонентом в бак начинает поступать тепло из окружающей среды. Поэтому процесс заправки, особенно на начальной стадии, сопровождается интенсивным парообразованием, что влечет за собой повышение давления в баке. Если это повышение давления велико, то возникает опасность разрушения бака. Чтобы этого избежать, надо либо увеличивать пропускную способность дренажной системы, либо повышать прочность бака, либо уменьшать расход заправляемого компонента. Последний путь решения проблемы влечет за собой увеличение времени заправки и, соответственно увеличение общего времени подготовки к старту. Кроме того, из-за притока тепла в бак из окру-

жающей среды, при уменьшении расхода подаваемого жидкого компонента все большая его доля будет превращаться в пар. При слишком малом расходе возможен даже вариант, когда бак вообще не заправляется, поскольку в пар превращается весь подаваемый в бак жидкий компонент. В любом случае, уменьшение расхода подачи влечет за собой увеличение суммарных потерь компонента на парообразование и, соответственно, удорожание предстартовой подготовки.

Для оптимизации процесса заправки криогенных баков большое значение имеет пропускная способность дренажной системы. В связи с этим возможны два случая, которые условно назовем случаями идеальной и реальной дренажных систем. Под случаем идеальной дренажной системы назовем ситуацию, когда давление в ходе заправки не повышается и равно давлению насыщения при температуре подаваемой жидкости. При идеальной дренажной системе температура жидкости не может повышаться (если мала гидростатическая добавка к давлению, что хорошо соответствует водород-

ным бакам из-за низкой, около 70 кг/м^3 , плотности жидкого водорода). Поэтому все подводимое к жидкости тепло пойдет на парообразование, причем все образующиеся в ходе кипения пузыри будут всплывать на поверхность жидкости, и далее весь этот пар будет уходить из бака через дренажный клапан. Основным искомым параметром при этом становится объемный расход газа, который должна пропустить через себя дренажная система, чтобы полностью предотвратить повышение давления в баке. Практическая ценность такой постановки задачи состоит в том, что полученные в расчете результаты по расходу газа на дренаж могут использоваться как базовый ориентир по требуемой пропускной способности дренажной системы при ее проектировании. Ранее были начаты работы по созданию методики расчета внутрибаковых процессов, основанных на модели реальной дренажной системы. При этом задача рассматривалась в наиболее очевидной постановке, которую можно назвать прямой постановкой. Предполагалось, что характеристики дренажной системы описываются некоторой вспомогательной частной методикой расчета, позволяющей вычислять по мере заправки бака расход газа на дренаж. При прямой постановке считается, что дренажная система задана и ее характеристики известны, а основным искомым параметром является изменение давления в баке в процессе заправки. При разработке математической модели теплофизических процессов, протекающих при заправке водородных баков, одной из ключевых проблем является определение динамики изменения теплового состояния многослойной стенки бака.

В работе [1] была разработана математическая модель, описывающая температурное состояние тонкостенной оболочки цилиндрического бака для сжиженного газа при его заполнении и опорожнении. Криогенный ракетный бак представлял собой цилиндрическую оболочку без теплоизоляции. Данная математическая модель учитывала особенности теплообмена в смоченной и несмоченной частях оболочки для случаев неподвижного уровня жидкости, его перемещения с постоянной скоростью и гармонических колебаний относительно некоторого среднего положения.

Количественный анализ модели позволил установить предельные варианты квазистационарного распределения температуры вдоль образующей оболочки в подвижной системе координат при возрастании скорости заполнения или опорожнения бака.

В данной статье предложена упрощенная физико-математическая модель для теоретического описания процессов, протекающих в водородных топливных баках на стационарном режиме заправки. Рассматривается тепловое состояние цилиндрической оболочки бака. На основе данной модели определяются параметры теплообмена в смоченной и несмоченной частях оболочки на стационарном режиме заправки. Модель основана на следующих предположениях:

1. Для металлической оболочки бака можно принять приближение термически тонкой стенки, т.е. считать, что перепад температуры поперек стенки мал по сравнению с другими температурными перепадами в рассматриваемой сопряженной задаче теплообмена.

2. Физическим механизмом переноса тепла через оболочку и теплоизоляцию является теплопроводность.

3. Перетоки тепла вдоль стенки бака пренебрежимо малы по сравнению с перетоками тепла в поперечном направлении [2].

4. Дренажная система обеспечивает эвакуацию пара из бака без повышения давления в нем (идеальная дренажная система).

5. Бак заправляется жидким компонентом при температуре, соответствующей по кривой насыщения начальному давлению в баке.

Из последних двух предположений вытекает, что температуру жидкости в баке можно считать постоянной и равной температуре подаваемого в бак компонента и, кроме того, жидкость в баке является насыщенной по всей высоте жидкого столба. В этих условиях все тепло, поступающее в жидкость из стенки бака, тратится на фазовый переход (метастабильность не учитывается).

Постановка задачи

В данной статье рассматривается цилиндрический бак радиусом R_b с двухслойной стенкой в виде металлической оболочки постоянной толщины h , покрытой слоем однородной теплоизоляции (например, слоем пенопласта), также постоянной толщины H (рис. 1). Будем считать,

что до начала заправки бак был заполнен газом (например, гелием) и температуры газа, оболочки и теплоизоляции одинаковы и равны температуре окружающего воздуха T_A . Температуру на внутренней поверхности теплоизоляции обозначим T_o . Теплопроводности для металлической оболочки и слоя теплоизоляции обозначим через λ_w и λ соответственно. Коэффициент теплопроводности материала теплоизоляции λ будем считать линейно зависящим от температуры, а плотность и теплоемкость – постоянными величинами. Внутренняя поверхность металлической оболочки охлаждается жидким водородом с массовым расходом G_L и температурой T_L , соответствующей по кривой насыщения давлению в баке p . Удельный тепловой поток q_{wL} из оболочки в жидкость определяется кривой кипения для жидкого водорода, находящегося на линии насыщения при температуре $T_L = 20,5$ К. Примем, что на стационарном режиме теплообмен между металлической оболочкой и жидким водородом соответствует режиму пузырькового кипения. Тогда согласно [3, 4] будем иметь, что удельный тепловой поток из стенки бака в жидкость будет описываться следующей формулой:

$$q_{wL} = k \times (\Delta T_L)^3, \quad (1)$$

где k – коэффициент, определяющий режим пузырькового кипения, $\Delta T_L = T_w - T_L$ – температурный перепад между оболочкой бака и жидкостью.

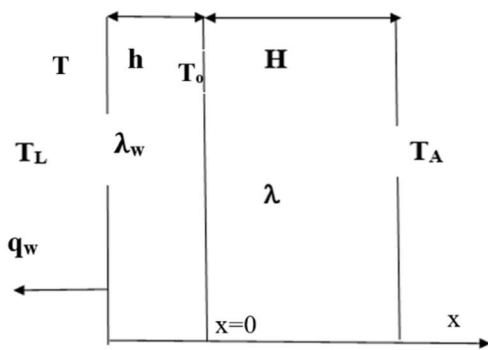


Рис. 1. Многослойная стенка водородного бака

Коэффициент теплопроводности материала теплоизоляции линейно зависит от температуры и удовлетворяет следующему равенству:

$$\lambda(T) = A \times T + B, \quad (2)$$

здесь A, B – некоторые константы, определяемые характеристиками теплоизоляции. Однако следует отметить, что на смоченном участке стенки возможны два существенно различных механизма теплообмена: естественная конвекция и кипение. Условия наступления кризиса теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей характеризуются первой критической плотностью теплового потока q_{kp1} и соответствующим температурным напором ΔT_{kp1} . Для пузырькового кипения жидкого водорода эта величина составляет $\Delta T_{kp1} = 5,52$ К [3, 4]. Расчетные оценки показывают, что при удельном тепловом потоке $q_{wL} = 100 \div 500$ Вт/м² в жидкой фазе наблюдается турбулентный режим естественной конвекции. Действительно, при $H_L = 0,1$ м и $q_{wL} = 100$ Вт/м² значение модифицированного

числа Грасгофа $Gr_L^* = \frac{g \times \beta_L \times q_{wL} \times H_L^4}{\nu_L^2 \times \lambda_L}$ составля-

ет $Gr_L^* = 6,1 \times 10^{11}$, при $H_L = 1$ м – $Gr_L^* = 3 \times 10^{16}$.

За характерный линейный размер H_L в данном случае выбиралась длина образующей на смоченном участке бака. Для этой зоны будем использовать эмпирическую формулу Влита-Росса [5], из которой следует:

$$q_{wL} = 0,0942 \times \lambda_L \times \left(\frac{g \times \beta_L \times Pr_L}{\nu_L^2} \right)^{\frac{1}{3}} \times (\Delta T_L)^{\frac{4}{3}}. \quad (3)$$

Здесь $\lambda_L, \nu_L, \beta_L$ – коэффициенты теплопроводности, кинематической вязкости и теплового расширения жидкости, Pr_L – число Прандтля для жидкости. Данная формула удовлетворительно описывает экспериментальные данные по теплоотдаче при турбулентной естественной конвекции на вертикальных и наклонных поверхностях с постоянным тепловым потоком. Соотношение (3) используется при модифицированных значениях числа Gr^* вплоть до 10^{15} . Нижнюю границу между зонами естественной конвекции и пузырькового кипения определим как температурный перепад $(T_w - T_L)$, при котором формулы (1) и (3) дают одинаковую величину теп-

лового потока. Нетрудно установить, что для жидкого водорода величина этого перепада составляет $T_w - T_L = 0,37$ К.

Стационарный режим

При достаточно длительном контакте стенки с жидким водородом устанавливается стационарный режим. Начало координаты $x = 0$ совместим с внутренней границей теплоизоляции бака, т.е. будем считать, что при $x = 0$ $T = T_o$ (рис. 1).

При этом уравнение теплопроводности на стационарном режиме имеет вид:

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda(T) \frac{dT}{dx} \right) = 0, \quad (4)$$

$$\text{где} \left(\lambda(T) \frac{dT}{dx} \right) = q_w. \quad (5)$$

Сначала будем считать, что температура на внешней поверхности теплоизоляции T_A не меняется в процессе заправки. Тогда на внешней поверхности теплоизоляции граничное условие для уравнения (4) будет следующим:

$$T|_{x=H} = T_A. \quad (6)$$

Как было сказано выше, для металлической оболочки бака принимается приближение термически тонкой стенки, т.е. $T_w \approx T_o$. Тогда граничное условие на внутренней поверхности теплоизоляции имеет вид:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = k \times (T|_{x=0} - T_L)^3. \quad (7)$$

Подставляя в соотношение (5) равенство (2), получим:

$$\left[(A \times T + B) \times \frac{dT}{dx} \right] = q_w. \quad (8)$$

Разделяя переменные и производя интегрирование, получим:

$$\frac{A \times T^2}{2} + B \times T = q_w \times x + c. \quad (9)$$

Константу интегрирования c нетрудно определить используя граничное условие (7):

$$c = \frac{A \times T_A^2}{2} + B \times T_A - q_w \times H. \quad (10)$$

Используя равенства (1), (7) и (9), можно получить следующее соотношение:

$$\begin{aligned} (T_A - T_o) \times \left[\frac{A}{2} \times (T_A + T_o) + B \right] = \\ = k \times H \times (T_o - T_L)^3. \end{aligned} \quad (11)$$

Теперь рассмотрим случай, когда теплообмен между внешней поверхностью теплоизоляции бака и воздухом определяется естественной конвекцией. Граничное условие конвективного теплообмена на внешней поверхности теплоизоляции будет выглядеть следующим образом:

$$q_{wG} = \alpha \times (T_g - T_{A1}), \quad (12)$$

здесь α , T_g – коэффициент теплообмена вблизи внешней поверхности теплоизоляции и температура воздуха соответственно, T_{A1} – температура на внешней поверхности теплоизоляции. Коэффициент теплообмена между внешней поверхностью теплоизоляции и воздухом α будем считать одинаковым для всей стенки бака. Примем, что значение удельного теплового потока изменяется в диапазоне $q_{wg} = 100 \div 500$ Вт/м². За характерный линейный размер примем длину образующей на цилиндрическом участке бака, равную $l = 0,5$ м. Нетрудно оценить, что модифицированное число Грасгофа

$Gr_g^* = \frac{g \times \beta_g \times q_{wg} \times l^4}{\nu_g^2 \times \lambda_g}$ в этих условиях изменяется в диапазоне $Gr_g^* = 3,5 \times 10^{10} \div 1,8 \times 10^{11}$. Эмпирическая формула Влита-Росса для расчета внешнего удельного теплового потока имеет вид:

$$q_{wG} = 0,0942 \times \lambda_g \times \left(\frac{g \times \beta_g \times Pr_g}{\nu_g^2} \right)^{\frac{1}{3}} \times (\Delta T_g)^{\frac{4}{3}}, \quad (13)$$

$$\Delta T_g = T_g - T_{A1}.$$

Здесь λ_g , ν_g – коэффициент теплопроводности и коэффициент кинематической вязкости воз-

духа соответственно, g – ускорение свободного падения, Pr_g – число Прандтля для воздуха,

$\beta_g = \frac{1}{T_g}$ – коэффициент теплового расширения

воздуха.

На основании соотношения (13) нетрудно получить формулу для расчета коэффициента теплообмена на внешней поверхности теплоизоляции:

$$\alpha = 0,0942 \times \lambda_g \times \left(\frac{g \times \beta_g \times Pr_g}{\nu_g^2} \right)^{\frac{1}{3}} \times (\Delta T_g)^{\frac{1}{3}}. \quad (14)$$

С учетом соотношений (1), (7) и (12) получим следующую систему уравнений:

$$\alpha_1 \times (T_g - T_{A1}) = k \times (T_{o1} - T_L)^3, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} (T_{A1} - T_{o1}) \times \left[\frac{A}{2} \times (T_{A1} + T_{o1}) + B \right] = \\ = k \times H \times (T_{o1} - T_L)^3, \end{aligned} \quad (16)$$

здесь T_{o1} – температура на внутренней поверхности теплоизоляции бака.

Заметим теперь, что на стационарном режиме, когда поперечное распределение температуры по всей стенке является стационарным и приrost массы жидкости в баке отсутствует, расход подаваемой в бак жидкости равен расходу парообразования. Будем считать, что объем паровой подушки составляет 10 % объема бака, т.е. степень заполнения бака равна $\varphi = 90$ %. Поскольку жидкость в баке находится в состоянии насыщения, а давление постоянно, то жидкость прогреваться не может, в отличие от пара, который контактирует с относительно горячей стенкой бака. Таким образом, над холодной жидкостью располагается более теплый пар. В таких условиях механизм переноса тепла от пара к жидкости за счет естественной конвекции подавлен. Кроме того, в результате кипения и испарения на границе раздела фаз имеется поток холодного пара, направленный вверх, т.е. против направления кондуктивного теплового потока из пара в жидкость. Все это вместе взятое позволяет предположить, что переносом тепла от пара к жидкости через межфазную поверхность мож-

но, в первом приближении, пренебречь. В соответствии с этим следует, что фазовые переходы на свободной поверхности жидкости отсутствуют. Поэтому единственным процессом парообразования является кипение на стенке бака.

В связи с этим справедливо считать, что все тепло, поступающее в жидкость, идет на парообразование:

$$G_s = \frac{Q_{wL}}{r}. \quad (17)$$

Здесь r – теплота фазового перехода, G_s – масса пара, образующегося в единицу времени за счет кипения и испарения, Q_{wL} – интегральный тепловой поток в жидкость.

Используя равенство (17) и производя довольно несложные преобразования, получим соотношения для определения массового расхода G_s и скорости пара U_s , образующегося в единицу времени за счет кипения и испарения на стационарном режиме заправки водородного бака:

$$G_s = \frac{q_{wL} \times S_L}{r}, \quad (18)$$

$$U_s = \frac{G_s}{\rho_v \times S_z}. \quad (19)$$

Здесь S_L , r , ρ_v , S_z – площадь смоченной поверхности бака, скрытая теплота фазового перехода, плотность пара при $T_g = 20,5$ К и площадь свободной поверхности.

Рассмотрим теперь вопрос о режиме теплообмена пара в подушке бака. Хорошо известно, что теплообмен между стенкой и паром определяется комбинированной конвекцией. Прежде всего необходимо определить области, где теплообмен между стенкой и паром определяется вынужденной или естественной конвекцией. В работах [6,7] были установлены пределы режимов вынужденной и естественной конвекции с помощью следующего условия:

$$0,1 \leq \frac{Gr_x}{Re_x^2} \leq 3,0. \quad (20)$$

Здесь Gr_x , Re_x – местные числа Грасгофа и Рейнольдса, вычисленные по характерному вертикальному размеру x .

Преобразуя соотношение (20), получим соотношение для определения размера x , определяющего область вынужденной и естественной конвекции. Запишем условие (20) в следующем виде:

$$\frac{g \times \beta \times x^3 \times (T_w - T_V)}{\nu^2} \leq \frac{3 \times U_s^2 \times x^2}{\nu^2}, \quad (21)$$

Здесь $T_w - T_V$, β , ν , g – температурный перепад между оболочкой бака и паром, коэффициенты теплового расширения, кинематической вязкости и ускорение свободного падения соответственно.

Из соотношения (21) получим, что характерный линейный размер x , при котором теплообмен между стенкой бака и паром определяется вынужденной конвекцией, не должен превышать следующего значения:

$$x \leq \frac{3 \times U_s^2}{g \times \beta \times (T_w - T_V)}, \quad (22)$$

здесь U_s – скорость пара, образующегося в единицу времени за счет кипения и испарения на стационарном режиме заправки водородного бака; T_V – температура газа подушке бака; T_w – температура стенки бака.

Расчетные оценки показывают, что при удельном тепловом потоке в пар $q_{wV} = 100 \div 500$ Вт/м² и температурном перепаде между стенкой бака и паром $T_w - T_V = 1,5$ К теплообмен в баке определяется естественной конвекцией. Действительно, в соответствии с формулой (22) нетрудно определить, что при $q_{wV} = 100$ Вт/м² характерный линейный размер x , при котором теплообмен между стенкой бака и паром определяется вынужденной конвекцией, не должен превышать значения $x = 2 \times 10^{-6}$ м. При $q_{wV} = 500$ Вт/м² эта величина не должна превосходить значения $x = 5 \times 10^{-5}$ м. Из полученных результатов можно сделать вывод, что вынужденной конвекцией при расчете удельного теплового потока в пар q_{wV} можно пренебречь. Определим теперь модифицированное число Грасгофа $\left(Gr_V^* = \frac{g \times \beta \times q_{wV} \times H_V^4}{\nu^2 \times \lambda_V} \right)$,

которое реализуется в паровой фазе водородного бака. В этом соотношении q_{wV} – удельный

тепловой поток из стенки бака в пар, H_V – характерный линейный размер, $\beta_V = \frac{1}{T_V}$ – коэффициент теплового расширения водородного пара. За характерный линейный размер H_V в данном случае принимается высота стенки бака, контактирующая с паром. При $H_V = 0,1$ м и $q_{wV} = 100$ Вт/м² значение модифицированного числа Грасгофа составляет $Gr_V^* = 3,8 \times 10^{11}$, а при $L = 1$ м и $q_{wV} = 500$ Вт/м² – $Gr_V^* = 1,9 \times 10^{16}$.

В связи с этим для определения удельного теплового потока из стенки бака в пар q_{wV} будем также использовать формулу Влита-Росса, которую можно преобразовать к следующему виду:

$$q_{wV} = AV \times (T_o - T_V)^{\frac{4}{3}}, \quad (23)$$

где T_o – температура на внутренней поверхности теплоизоляции; AV – некоторая константа, определяемая теплофизическими свойствами газообразного водорода, т.е. $AV = 0,0942 \times \lambda_V \times$

$\times \left(\frac{g \times \beta_V \times Pr_V}{\nu_V^2} \right)^{\frac{1}{3}}$, λ_V, ν_V – коэффициент теплопроводности и коэффициент кинематической вязкости газообразного водорода соответственно, Pr_V – число Прандтля для газообразного водорода. Рассмотрим два случая. В первом случае будем считать, что на внешней поверхности теплоизоляции задана постоянная температура T_A . Используя равенства (7), (9) и (23), нетрудно получить следующее равенство:

$$\begin{aligned} (T_A - T_o) \times \left[\frac{A}{2} \times (T_A + T_o) + B \right] = \\ = AV \times H \times (T_o - T_V)^{\frac{4}{3}}. \end{aligned} \quad (24)$$

Во втором случае примем, что на внешней поверхности теплоизоляции задано граничное условие конвективного теплообмена (12). Температуру на внутренней поверхности теплоизоляции обозначим через T_{o1} . С учетом равенств (9), (12) и (23) будем иметь следующую систему уравнений:

$$\alpha \times (T_g - T_{A1}) = AV \times (T_{o1} - T_V)^{\frac{4}{3}}, \quad (25)$$

$$(T_{A1} - T_{o1}) \times \left[\frac{A}{2} \times (T_{A1} + T_{o1}) + B \right] = \quad (26)$$

$$= AV \times H \times (T_{o1} - T_V)^{\frac{4}{3}}.$$

Далее необходимо убедиться, возможен ли на стационарном режиме заправки пленочное кипение жидкого водорода. В работе [8] показано, что теплоотдача при пленочном кипении на вертикальных поверхностях нагрева может быть рассчитана исходя из аналогии с процессом свободной конвекции однофазной жидкости. Также следует учесть, что коэффициент теплоотдачи в этих случаях не зависит от высоты нагревателя. В связи с этим для режима пленочного кипения можно использовать формулу Лабунцова [8]:

$$Nu = 0,25 \times Ra_n^{\frac{1}{3}}, \quad (27)$$

где Ra_n – число Рэлея для пленочного кипения:

$$Ra_n = \frac{g \times L^3 \times (\rho_L - \rho_V)}{\nu_V \times a_V \times \rho_V},$$

где ν_V , a_V – кинематическая вязкость и температуропроводность газообразного водорода; ρ_L , ρ_V – плотности жидкого и газообразного водорода соответственно, L – характерный линейный размер.

Соотношение (27) нетрудно преобразовать к следующему виду:

$$q_{wL} = C \times (T_w - T_L), \quad (28)$$

Здесь C – некоторая константа, определяемая теплофизическими свойствами жидкого водорода, т.е. $C = 0,25 \times \lambda_V \times \left(\frac{g \times (\rho_L - \rho_V) \times Pr_V}{\rho_V \times \nu_V^2} \right)^{\frac{1}{3}}$.

Формула (27) справедлива при условии $Ra \geq 2 \times 10^6$. Используя граничное условие (6), соотношения (9) и (28), нетрудно получить следующее уравнение:

$$(T_A - T_{o2}) \times \left[\frac{A}{2} \times (T_A + T_{o2}) + B \right] = \quad (29)$$

$$= C \times H \times (T_{o2} - T_L),$$

здесь T_{o2} – температура на внутренней поверхности теплоизоляции.

Анализ результатов расчета

Для проведения расчетов рассмотрим бак с жидким водородом, имеющий следующие геометрические параметры: $R_6 = 2$ м; $h = 1$ мм; $H = 2 \div 60$ мм. В качестве материала теплоизоляции бака используется пенопласт «Рипор-2Н». В работах [9, 10] приведены экспериментальные значения коэффициента теплопроводности теплоизоляции из пенопласта «Рипор-2Н» в диапазоне температур 20,5÷298 К. Так, при температуре $T_1 = 20,5$ К коэффициент теплопроводности этого материала равен $\lambda_1 = 0,0025$ Вт/м×К, а при температуре $T_2 = 298$ К он достигает значения $\lambda_2 = 0,035$ Вт/м×К. С учетом этих исходных данных нетрудно определить, что коэффициенты в уравнении (2) соответственно равны: $A = 1,17 \times 10^{-4}$ Вт/м×К² и $B = 9,909 \times 10^{-5}$ Вт/м×К². Теплофизические свойства газообразного и жидкого водорода будем выбирать при температуре $T_V = T_L = 20,5$ К. Коэффициенты теплового расширения, кинематической вязкости, температуропроводности, теплопроводности и плотности газообразного водорода при этом значении температуры соответственно равны: $\beta_V = 0,04$ 1/К; $\nu_V = 7,96 \times 10^{-7}$ м²/сек; $a_V = 1,13 \times 10^{-6}$ м²/сек; $\lambda_V = 1,98 \times 10^{-2}$ Вт/м×К; $\phi = 90$ %; $\rho_V = 1,26$ кг/м³ [11]. Теплофизические свойства воздуха будем выбирать при температуре $T_g = 298$ К. Коэффициент теплового расширения, коэффициент кинематической вязкости и теплопроводность при этом значении температуры соответственно равны: $\beta_g = 3,35 \times 10^{-3}$ К⁻¹, $\nu_g = 15,06 \times 10^{-6}$ м²/с, $\lambda_g = 2,59 \times 10^{-2}$ Вт/м×К [11]. Для оценки коэффициента теплообмена на внешней поверхности теплоизоляции примем, что температурный перепад между теплоизоляцией бака и воздухом равен $\Delta T_g = 10$ К. Тогда с учетом соотношения (14) коэффициент теплообмена воздуха на внешней поверхности теплоизоляции равен $\alpha_1 = 3,2$ Вт/м².

Для определения температурных перепадов между оболочкой бака и жидкостью $\Delta T_L = T_o - T_L$, $\Delta T_{L1} = T_{o1} - T_L$ и удельных тепловых потоков

q_{wL} , q_{wL1} в жидкость будем иметь следующий набор исходных данных: $T_L = 20,5$ К; $T_g = 298$ К; $\alpha_1 = 3,2$ Вт/м²; $k = 2515,456$; $r = 444 \times 10^3$ Дж/кг.

Температурный перепад ΔT_L и удельный тепловой поток q_{wL} соответствуют граничному условию постоянной температуры T_A на внешней поверхности теплоизоляции бака (6), а температурный перепад ΔT_{L1} и удельный тепловой поток q_{wL1} – граничному условию конвективно-теплого потока на внешней поверхности теплоизоляции (12).

В результате численного решения уравнения (11) получим, что на стационарном режиме заправки водородного бака с толщиной теплоизоляции $H = 15$ мм температура на внутренней поверхности теплоизоляции равна $T_o = 21,01$ К. Значение удельного теплового потока в жидкость при этом составляет $q_{wL} = 344$ Вт/м².

Решая численно систему уравнений (15–16), получим, что при толщине теплоизоляции бака $H = 15$ мм значения температуры на внутренней T_{o1} и внешней поверхностях теплоизоляции T_{A1} соответственно равны:

$$T_{o1} = 20,95 \text{ К}; T_{A1} = 244 \text{ К}.$$

При этом, значение удельного теплового потока между оболочкой и жидкостью составляет $q_{wL1} = 230$ Вт/м².

На (рис. 2–3) приведены графики зависимости изменения температурных перепадов ΔT_L , ΔT_{L1} между оболочкой и жидкостью и удельных тепловых потоков q_{wL} , q_{wL1} в жидкость от толщины теплоизоляции бака H . Решение 1 соответствует граничному условию постоянной температуры T_A на внешней поверхности теплоизоляции бака (6), а решение 2 – граничному условию конвективного теплового потока q_{wG} на внешней поверхности теплоизоляции (12). Из графика (рис. 2) видно, что в случае решения 1 пузырьковый режим кипения возможен лишь только тогда, когда толщина теплоизоляции бака изменяется в диапазоне $H = 2 \div 37,5$ мм. В случае решения 2 пузырьковый режим кипения происходит при толщине теплоизоляции бака $H = 2 \div 30$ мм.

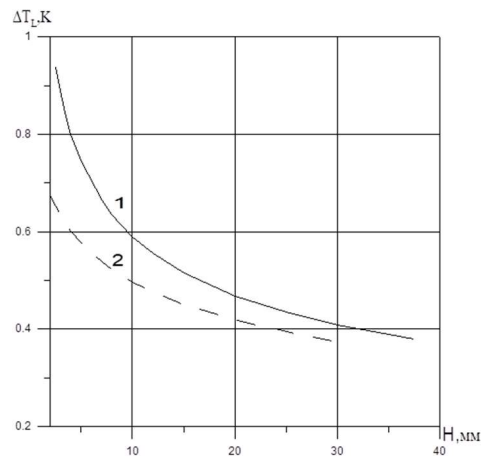


Рис. 2. Зависимость изменения температурных перепадов между оболочкой и жидкостью ΔT_L , ΔT_{L1} от толщины теплоизоляции бака H на стационарном режиме заправки бака жидким водородом с температурой $T_L = 20,5$ К. Кривая 1 – на внешней поверхности теплоизоляции бака задана постоянная температура T_A (граничное условие 1-ого рода). Кривая 2 – на внешней поверхности теплоизоляции бака задан конвективный тепловой поток $q_{wG} = \alpha \times (T_g - T_{A1})$ (граничное условие 3-его рода). Теплообмен между оболочкой бака и жидким водородом соответствует режиму пузырькового кипения

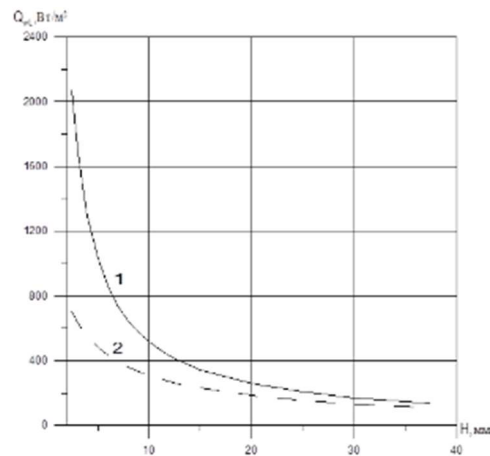


Рис. 3. Зависимость изменения удельных тепловых потоков из оболочки в жидкость q_{wL} , q_{wL1} от толщины теплоизоляции бака H на стационарном режиме заправки бака жидким водородом с температурой $T_L = 20,5$ К. Кривая 1 – на внешней поверхности теплоизоляции бака задана постоянная температура T_A (граничное условие 1-ого рода). Кривая 2 – на внешней поверхности теплоизоляции бака задан конвективный тепловой поток $q_{wG} = \alpha \times (T_g - T_{A1})$ (граничное условие 3-его рода). Теплообмен между оболочкой бака и жидким водородом соответствует режиму пузырькового кипения

Массовый расход G_S и скорость U_S пара, образующегося в результате кипения, определим с помощью соотношений (18) и (19). Графики зависимости изменения массового расхода пара G_S и скорости испарения U_S пара от толщины теп-

лоизоляции бака H приведены на рис. 4–5. При этом площадь боковой поверхности бака и площадь свободной поверхности соответственно равны: $S_L = 49,96 \text{ м}^2$, $S_Z = 12,56 \text{ м}^2$.

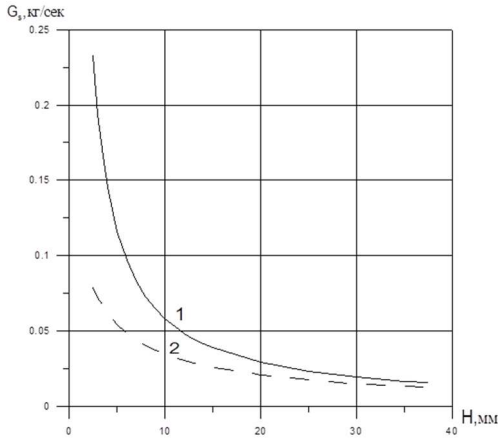


Рис. 4. Зависимость изменения массового расхода пара G_s , образующегося в единицу времени за счет кипения жидкого водорода, от толщины теплоизоляции бака H на стационарном режиме заправки бака жидким водородом с температурой $T_L = 20,5 \text{ К}$. Теплообмен между оболочкой бака и жидким водородом соответствует режиму пузырькового кипения. Кривая 1 – на внешней поверхности теплоизоляции бака задана постоянная температура T_A (граничное условие 1-ого рода). Кривая 2 – на внешней поверхности теплоизоляции бака задан конвективный тепловой поток $q_{wG} = \alpha \times (T_g - T_{A1})$ (граничное условие 3-его рода)

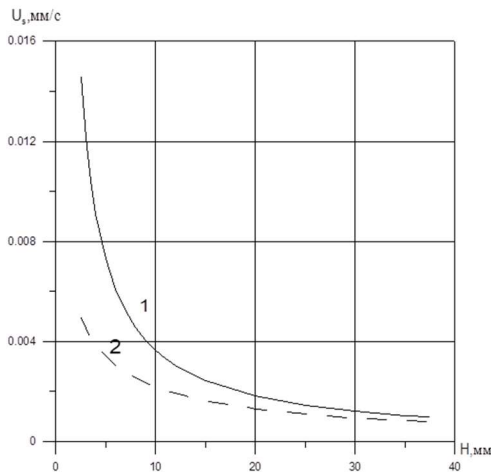


Рис. 5. Зависимость изменения скорости испарения пара U_s , образующегося в единицу времени за счет кипения жидкого водорода, от толщины теплоизоляции бака H на стационарном режиме заправки бака жидким водородом с температурой $T_L = 20,5 \text{ К}$. Теплообмен между оболочкой бака и жидким водородом соответствует режиму пузырькового кипения. Кривая 1 – на внешней поверхности теплоизоляции бака задана постоянная температура T_A (граничное условие 1-ого рода). Кривая 2 – на внешней поверхности теплоизоляции бака задан конвективный тепловой поток $q_{wG} = \alpha \times (T_g - T_{A1})$ (граничное условие 3-его рода)

Для определения температурных перепадов между оболочкой бака и паром $\Delta T_V = T_o - T_V$, $\Delta T_{V1} = T_{o1} - T_V$ и удельных тепловых потоков q_{wV} и q_{wV1} в пар будем иметь следующий набор исходных данных:

$$T_g = 298 \text{ К}; \alpha_1 = 3,2 \text{ Вт/м}^2;$$

$$T_V = 20,5 \text{ К}; AV = 13,32.$$

Температурный перепад ΔT_V и удельный тепловой поток q_{wV} соответствуют граничному условию постоянной температуры T_A на внешней поверхности теплоизоляции бака (6), а температурный перепад ΔT_{V1} и удельный тепловой поток q_{wV1} – граничному условию конвективного теплового потока q_{wG} на внешней поверхности теплоизоляции (12).

В результате численного решения уравнения (24) получим, что на стационарном режиме заправки водородного бака с толщиной теплоизоляции $H = 15 \text{ мм}$ температура на внутренней поверхности теплоизоляции равна $T_o = 31,6 \text{ К}$. Значение удельного теплового потока из стенки в пар при этом составляет $q_{wV} = 344 \text{ Вт/м}^2$. Температурный перепад между оболочкой бака и паром составляет $\Delta T_V = 11,6 \text{ К}$.

Решая численно систему уравнений (25–26), получим, что при толщине теплоизоляции бака $H = 15 \text{ мм}$ значения температуры на внутренней T_{o1} и внешней поверхностях теплоизоляции T_{A1} соответственно равны:

$$T_{o1} = 29 \text{ К}; T_{A1} = 244 \text{ К}.$$

При этом, значение удельного теплового потока между оболочкой и паром составляет $q_{wV1} = 229 \text{ Вт/м}^2$. На (рис. 6–7) приведены графики зависимости изменения температурных перепадов ΔT_V , ΔT_{V1} между оболочкой и паром и удельных тепловых потоков q_{wV} , q_{wV1} в пар от толщины теплоизоляции бака H . Решение 1 соответствует граничному условию постоянной температуры T_A на внешней поверхности теплоизоляции бака (6), а решение 2 – граничному условию конвективного теплового потока q_{wG} на внешней поверхности теплоизоляции (12).

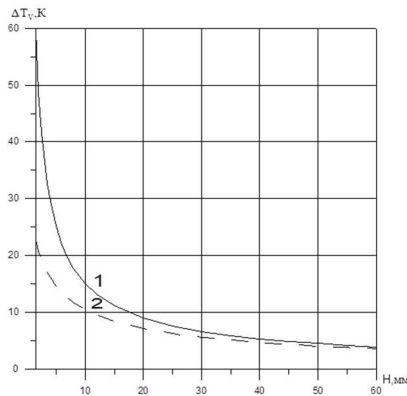


Рис. 6. Зависимость изменения температурных перепадов между оболочкой и газообразным водородом ΔT_v , ΔT_{v1} от толщины теплоизоляции бака H на стационарном режиме заправки бака жидким водородом с температурой $T_L = 20,5$ К. Кривая 1 – на внешней поверхности теплоизоляции бака задана постоянная температура T_A (граничное условие 1-ого рода). Кривая 2 – на внешней поверхности теплоизоляции бака задан конвективный тепловой поток $q_{wG} = \alpha \times (T_g - T_{A1})$ (граничное условие 3-его рода). Теплообмен в паровой области соответствует режиму турбулентной естественной конвекции

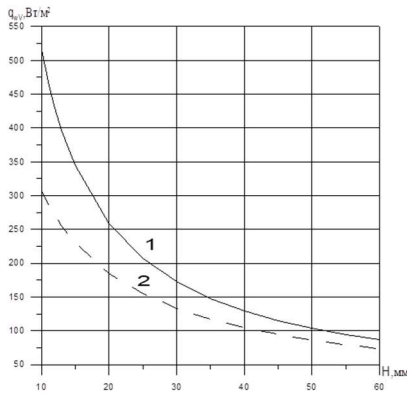


Рис. 7. Зависимость изменения удельных тепловых потоков между оболочкой и паром q_{wv} , q_{wv1} от толщины теплоизоляции бака H на стационарном режиме заправки бака жидким водородом с температурой $T_L = 20,5$ К. Кривая 1 – на внешней поверхности теплоизоляции бака задана постоянная температура T_A (граничное условие 1-ого рода). Кривая 2 – на внешней поверхности теплоизоляции бака задан конвективный тепловой поток $q_{wG} = \alpha \times (T_g - T_{A1})$ (граничное условие 3-его рода). Теплообмен между оболочкой бака и газообразным водородом соответствует режиму естественной конвекции

Из графика (рис. 3) видно, что при толщине теплоизоляции бака $H = 10$ мм значения удельных тепловых потоков в жидкость q_{wL} , q_{wL1} различаются не более чем на 40 %, а при толщине теплоизоляции $H = 30$ мм – не более чем на 22 %. Различия в значениях тепловых потоков в пар q_{wv} и q_{wv1} (рис. 7) такое же. Следовательно, влияние теплообмена за счет естественной конвекции воздуха на внешней стороне теплоизоляции существенно и его необходимо учитывать.

В работе [8] было показано, что для жидкого водорода величина температурного перепада, при котором наступает режим пленочного кипения, составляет $\Delta T_{кр2} = T_w - T_L = 7$ К. Для решения уравнения (29) будем иметь следующие исходные данные:

$$T_A = 298 \text{ К}; T_L = 20,5 \text{ К}; C = 364.$$

На рис. 8–9 приведены графики зависимости изменения температурных перепадов ΔT_L и ΔT_{L1} от толщины теплоизоляции бака H при различных режимах кипения жидкого водорода на стационарном режиме заправки. Видно, что на стационарном режиме заправки бака пленочный режим кипения жидкого водорода возможен лишь только тогда, когда толщина теплоизоляции бака не превышает значения $H = 2$ мм (рис. 8). Температура на внутренней поверхности теплоизоляции равна $T_{o2} = 27,5$ К. Удельный тепловой поток в жидкость при этом равен $q_{wL1} = 2552$ Вт/м². Массовый расход пара G_S , образующегося в результате испарения и кипения, составляет $G_S = 0,28$ кг/сек. Решение получено при условии, когда на внешней поверхности теплоизоляции бака задана постоянная температура T_A . В случае, когда теплообмен на внешней поверхности теплоизоляции определяется естественной конвекцией воздуха на стационарном режиме заправки возможны только процессы пузырькового кипения и естественной конвекции жидкого водорода (рис. 9).

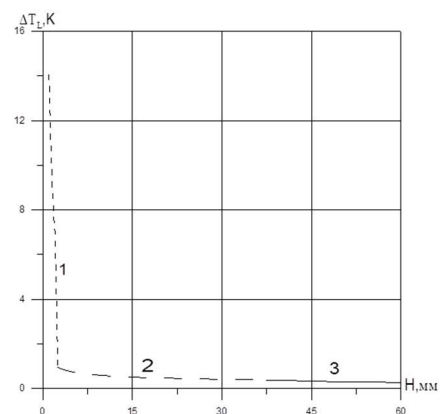


Рис. 8. Зависимость изменения температурного перепада между оболочкой и жидкостью $\Delta T_L = T_o - T_L$ от толщины теплоизоляции бака H на стационарном режиме заправки бака жидким водородом с температурой $T_L = 20,5$ К: 1 – режим пленочного кипения; 2 – режим пузырькового кипения; 3 – режим естественной конвекции. На внешней поверхности теплоизоляции бака задана постоянная температура T_A (граничное условие 1-ого рода)

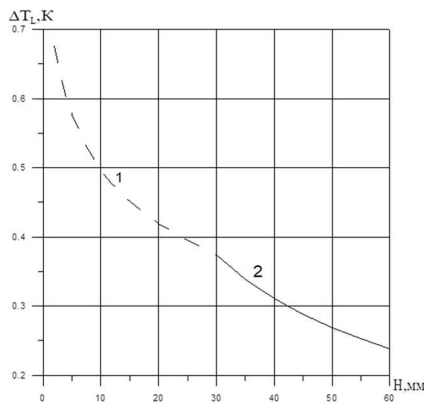


Рис. 9. Зависимость изменения температурного перепада между оболочкой и жидкостью $\Delta T_{L1} = T_{o1} - T_L$ от толщины теплоизоляции бака H на стационарном режиме заправки бака жидким водородом с температурой $T_L = 20,5$ К: 1 – режим пузырькового кипения; 2 – режим естественной конвекции. На внешней поверхности теплоизоляции бака задан удельный конвективный тепловой поток $q_{wG} = \alpha \times (T_g - T_{A1})$ (граничное условие 3-его рода)

Выводы

Предложена физико-математическая модель для теоретического описания теплофизических процессов в водородных топливных баках на стационарном режиме заправки. Данная модель основана на приближении идеальной дренажной системы. На основе численного решения стационарного уравнения теплопроводности определены основные параметры теплообмена на режиме заправки. Показано, что в несмоченной части оболочки бака теплообмен между стенкой и газообразным водородом определяется естественной конвекцией. Модифицированное число Грасгофа в несмоченной части оболочки изменяется в диапазоне $Gr_v^* = 3,8 \times 10^{11} \div 1,9 \times 10^{16}$. В смоченной части оболочки модифицированное число Грасгофа достигает значения $Gr_L^* = 6,1 \times 10^{11} \div 3 \times 10^{16}$.

Список источников

1. Зарубин В.С., Зимин В.Н., Кувыркин Г.Н. Математическое моделирование температурного состояния оболочки цилиндрической криогенной емкости при заполнении и опорожнении // Математика и математическое моделирование. 2015. № 6. С. 44–60. DOI: 10.7463/mathm.0615.0829350
2. Черкасов С.Г., Моисеева Л.А. Влияние продольного перетока тепла на распределение температуры в движущемся ребре при скачкообразном распределении коэффициента теплообмена // Теплофизика высоких температур. 2015. Т. 53. № 5. С. 807–809.

3. Веркин Б.И., Кириченко Ю. А., Русанов К.В. Теплообмен при кипении криогенных жидкостей. Киев: Наукова думка, 1987. 264 с.
4. Ярхо С.А. Теплообмен в дисперсном режиме кипения криогенных жидкостей // Инженерно-физический журнал в криогенных магистралях. В кн.: Исследование теплообмена в летательных аппаратах. 1978. Т. 38, № 1. С. 68–74.
5. Влит Г., Росс Д.С. Турбулентная естественная конвекция на обращенных вверх и вниз наклонных поверхностях с постоянным тепловым потоком // Теплопередача. 1975. № 4. С. 141–150.
6. Гебхарт Б., Джалурия Й., Махаджан Р., Саммакия Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен. М.: Мир, 1991. 678 с.
7. Джалурия Й. Естественная конвекция. М.: Мир, 1983. 400 с.
8. Лабунцов Д.А. К расчету теплоотдачи при пленочном кипении жидкости на вертикальных поверхностях нагрева // Теплоэнергетика. 1963. № 5. С. 121–124.
9. Туманин Е.Н. Теплоизоляция баков ракет-носителей, разгонных блоков и космических ракетных блоков. Расчет, проектирование, конструирование и испытания космических систем. Ракетно-космическая техника // Сборник трудов РКК «Энергия». 2000. Серия XII. № 1–2. 284 с.
10. Бершадский В.А., Коломенцев А.И. Основы технологии стендовых испытаний двигательных установок жидкостных ракет. Часть 2 «Комплексная отработка». М.: Издательство МАИ, 2016. 162 с.
11. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

References

1. Zarubin VS, Zimin VN, Kuvyrkin GN. Mathematical modeling of the temperature state of the shell of a cylindrical cryogenic container during filling and emptying. *Matematika i matematicheskoe modelirovanie*. 2015;(6): 44–60. DOI: 10.7463/mathm.0615.0829350 (In Russ.).
2. Cherkasov S.G., Moiseeva L.A. The effect of longitudinal heat transfer on the temperature distribution in a moving rib with an abrupt distribution of the heat transfer coefficient. *Thermophysics of high temperatures*. 2015;53(5):807–809. (In Russ.).
3. Verkin BI, Kirichenko YuA, Rusanov KV. *Heat transfer during boiling of cryogenic liquids*. Kyiv: Naukova dumka; 1987. 264 p. (In Russ.).
4. Yarkho SA. Heat transfer in the dispersed boiling regime of cryogenic liquids. *Engineering and Physics Journal in Cryogenic Highways In: Investigation of heat transfer in aircraft*. 1978;35(1):68–74. (In Russ.).
5. Vlit G, Ross DS. Turbulent natural convection on up- and down-facing inclined surfaces with constant heat flow. *Teplotperedacha*. 1975;(4):141–150. (In Russ.).
6. Gebkhardt B, Dzhalurija I, Makhadzhhan R. *Free convective flows, heat and mass transfer*. Moscow: Mir; 1991. 678 p. (In Russ.).

7. Dzhaliuriya I. *Natural convection*. Moscow: Mir; 1983. 400 p. (In Russ.).
8. Labuntsov DA. On the calculation of heat transfer during film boiling of liquid on vertical heating surfaces. *Теплоэнергетика*. 1963;(5):121–124. (In Russ.).
9. Tumanin EN. Thermal insulation of launch vehicle tanks, upper stages and space rocket blocks. Calculation, design, construction and testing of space systems. Rocket and Space Technology. *Sbornik trudov RKK «Energiya»*. Series XII(1–2):284. (In Russ.).
10. Bershadskii VA, Kolomentsev AI. *Fundamentals of technology for bench tests of liquid rocket propulsion systems. Part 2 «Complex development»*. Moscow: MAI, 2016. 162 p. (In Russ.).
11. Vargaftik NB. *Handbook of thermophysical properties of gases and liquids*. Moscow: Nauka; 1972. 720 p. (In Russ.).