

УДК 532.516:669.015.23

## ИСПАРЕНИЕ ЖИДКОСТИ ИЗ СФЕРИЧЕСКОГО ОБЪЕМА ЧЕРЕЗ ОДНОУРОВНЕВЫЕ ПРОТИВОЛЕЖАЩИЕ КАПИЛЛЯРЫ В ПОЛЕ СИЛ ТЯЖЕСТИ

**В. Л. МАЛЫШЕВ**

кандидат физико-математических наук, доцент  
Могилевский государственный университет продовольствия

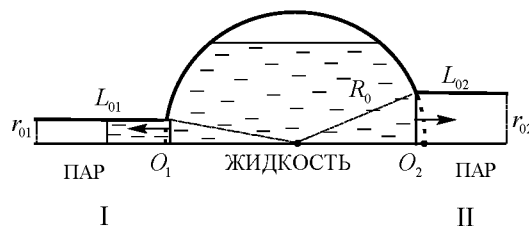
Моделью периодической структуры, состоящей из последовательности сферических полостей, объединенных набором тонких прямых капилляров, является конфузорный капилляр термометрической формы, представляющий собой полую сферу, испаряющую жидкость через узкий цилиндрический канал. В принятой ранее базовой модели теоретически рассмотрено встречное движение менисков из сферической полости через соосные противоположащие цилиндрические капилляры произвольной длины и радиуса. Результаты исследования базовой модели позволили авторам прийти к заключению о малоэффективности осушения нагреванием материалов, содержащих каверны. С целью проверки данного вывода рассмотрен другой возможный сценарий высокотемпературного парообразования в полостях, учитывающий влияние силы тяжести.

**Ключевые слова:** моделирование пористых сред, интенсивный массоперенос, многофазные системы.

### Введение

В пористых материалах одной из распространенных периодических структур (графов) является система полостей (каверн), связанных между собой микро- или макрокапиллярами. Впервые период такой системы был смоделирован в виде прямого цилиндрического капилляра, переходящего в частично или целиком заполненный жидкостью сферический объем. Конфузорная [1–3] термометрическая модель получила развитие в базовом варианте [4], состоящем в исследовании встречного движения менисков через соосные противоположащие цилиндрические каналы произвольной длины и радиуса. В настоящей работе было дополнительно учтено возникновение в полости под влиянием силы тяжести газового пузыря.

Физический смысл модели состоит в учете стекания жидкости в нижнюю часть объема после завершения осушения капилляров. Освобождающееся пространство в верхней части объема заполняется молекулами воздуха, всегда имеющегося в растворенном виде в жидкости, а также молекулами самой испаряющейся жидкости до состояния насыщенного пара. Таким образом, образуется пузырь с паровоздушной смесью, называемый в дальнейшем для краткости газовым (рис. 1).

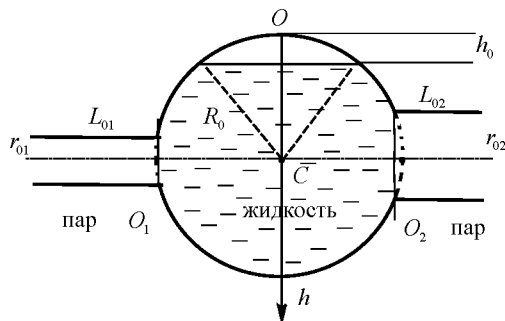


**Рис. 1.** Схема возникновения в полости газового пузыря после осушения одного из капилляров ( $i=2$ ). Принятые обозначения:

$r_{0i}$  – радиусы капилляров,  $i$  – номер капилляра ( $i = 1, 2$ ),  
 $L_{0i}$  – длина капилляров,  $R_0$  – радиус сферической полости

**Возникновение газового пузыря**

Найдем в пузыре высоту  $h_0$  сферического сегмента, соответствующего испарившейся через II капилляр массе жидкости за время  $t_0$  до осушения I капилляра (рис. 2).



**Рис. 2.** Максимальный размер газового пузыря высотой  $h_0$ , возникшего за счет испарения из сферы только через II капилляр

Рассматриваются температурные условия, соответствующие течениям в режиме сплошной среды ( $Kn \ll 1$ ):  $Kn$  – число Кнудсена,  $Kn = \lambda / R_0$ ,  $\lambda$  – длина свободного пробега,  $R_0$  – характерный размер объема.

Как известно, при перегреве жидкостей сверх точки кипения ( $T > T_{\text{кит}}$ ) в микрообъемах капилляров вскипания не происходит, а течение паров соответствует вязкому режиму [5–7]:

$$M_i = \frac{r_{oi}^2 (P_s^2 - P_o^2)}{16\eta RTl},$$

где  $M_i$  – молярная плотность потока пара,  $r_{oi}$  – радиус канала,  $P_s$  – давление насыщенного пара при температуре термостагирования  $T$ ,  $P_o$  – давление окружающей среды,  $\eta$  – коэффициент динамической вязкости,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $l$  – расстояние от устья канала ( $x = 0$ ) до мениска, поверхность которого полагается практически плоской [8].

Эксперименты показывают, что даже в этих условиях характерное время испарения жидкости значительно больше времени диффузионной релаксации, что соответствует малым числам Рейнольдса и делает применимым квазистационарное рассмотрение [9, 10], предполагающее, что положение мениска в любой момент времени можно считать установившимся.

Согласно закону сохранения массы, скорость движения мениска зависит от количества испарившейся жидкости:

$$\frac{dm}{\mu dt} = M_2 \pi r_{02}^2, \tag{1}$$

где  $M_i = \frac{r_{oi}^2 P_o^2 (c_s^2 - 1)}{16\eta RTl_{oi}}$  при  $i = 2$ ,  $c_s$  – относительная концентрация насыщенного пара при темпе-

ратуре  $T$ ,  $c_s = P_s / P_o$ ,  $m$  – масса испарившейся жидкости,  $\mu$  – молярная масса жидкости,  $t$  – время испарения.

$$\frac{\rho dV}{\mu dt} = \frac{r_{02}^2}{L_{02}} \cdot \frac{P_o^2 (c_s^2 - 1)}{16\eta RT} \pi r_{02}^2, \tag{2}$$

где  $\rho$  – плотность жидкости,  $V$  – объем испаряющейся жидкости.

$$\int_0^{V_{\text{овсу}}} dV = \frac{r_{02}^4}{L_{02}} BF \pi \int_0^{t_0} dt, \tag{3}$$

где  $B = \frac{(c_s^2 - 1)}{\eta T} \left( \frac{M \cdot c}{\kappa K} \right)$  – молекулярный коэффициент испарения;

$F = \frac{P_0^2 \mu}{16R\rho} \left( \frac{\kappa z K}{M \cdot c^2} \right)$  – термический коэффициент испарения.

Объем шарового сегмента

$$V_{\text{сегм}} = \frac{r_{02}^4}{L_{02}} BF \pi t_0 = \frac{\gamma_{02}^4}{z_{02}} BF \pi R_0^3 t_0, \quad (4)$$

где  $t_0$  из (3),  $z_{0i} = L_{0i}/R_0$ ,  $\gamma_{0i} = r_{0i}/R_0$ .

Введем относительную величину  $\theta_0 = \frac{h_0}{R_0}$ ,  $0 \leq \theta_0 \leq 1$ .

Тогда

$$V_{\text{сегм}} = \pi h_0^2 \left( R_0 - \frac{1}{3} h_0 \right) = \pi R_0^3 \cdot \theta_0^2 \left( 1 - \frac{1}{3} \theta_0 \right). \quad (5)$$

Приравняем (4) и (5)

$$\frac{\gamma_{02}^4}{z_{02}} BF \pi R_0^3 t_0 = \pi R_0^3 \theta_0^2 \left( 1 - \frac{1}{3} \theta_0 \right) \quad (6)$$

и с учетом (3) получим

$$\frac{\gamma_{02}^4}{z_{02}} \cdot \frac{BF}{2BF} \left( \frac{z_{01}^2}{\gamma_{01}^2} - \frac{z_{02}^2}{\gamma_{02}^2} \right) = \theta_0^2 \left( 1 - \frac{\theta_0}{3} \right). \quad (7)$$

После сокращений найти  $h_0$  можно, решив уравнение

$$\theta_0^2 \left( 1 - \frac{\theta_0}{3} \right) = \frac{\gamma_{02}^4}{2z_{02}} \left( \frac{z_{01}^2}{\gamma_{01}^2} - \frac{z_{02}^2}{\gamma_{02}^2} \right), \quad (8)$$

### Рост газового пузыря

После завершения массопереноса в левом капилляре рост газового пузыря в сферическом объеме будет происходить за счет испарения уже с двух поверхностей, являющихся основаниями капилляров I и II в сечениях  $(O_1, O_2)$ .

Определим объем испарившейся жидкости на участке от  $h_0$  до горизонтальной оси ( $C$ ):

$$V_{\text{шар.слоя}} = V_{\text{полусферы}} - V_{\text{сегм.}} \quad (9)$$

$$V_{\text{полусферы}} = \frac{4}{6} \pi R_0^3, \quad (10)$$

$$V_{\text{сегм}} = \frac{\gamma_{02}^4}{z_{02}} BF \pi R_0^3 t_0. \quad (11)$$

Свяжем геометрические характеристики со временем испарения через закон сохранения массы

$$\frac{dm}{\mu dt} = M_1 \pi r_{01}^2 + M_2 \pi r_{02}^2. \quad (12)$$

Подставляя из (1)  $M_i$  при  $i = 1, 2$ , получим:

$$\frac{\rho dV}{\mu dt} = \frac{r_{01}^4 \pi P_0^2 (c_s^2 - 1)}{16\eta RTL_{01}} + \frac{r_{02}^4 \pi P_0^2 (c_s^2 - 1)}{16\eta RTL_{02}}, \quad (13)$$

$$\int_0^{V_{ис.}} dV = \left[ \frac{r_{01}^4 \pi P_0^2 (c_s^2 - 1) \mu}{16 \eta R T L_{01} \rho} + \frac{r_{02}^4 \pi P_0^2 (c_s^2 - 1) \mu}{16 \eta R T L_{02} \rho} \right] \int_0^{t_1} dt. \quad (14)$$

С целью приведения линейных величин к относительному виду делим и умножаем правую часть (14) на  $R_0^4$ , после чего интегрируем:

$$V_{ис. \text{ слоя}} = \pi R_0^3 BF \left( \frac{\gamma_{01}^4}{z_{01}} + \frac{\gamma_{02}^4}{z_{02}} \right) t_1. \quad (15)$$

Подставляем в (15) выражения (9) – (11):

$$\frac{4}{6} \pi R_0^3 - \frac{\gamma_{02}^4}{z_{02}} BF \pi R_0^3 t_0 = \pi R_0^3 BF \left( \frac{\gamma_{01}^4}{z_{01}} + \frac{\gamma_{02}^4}{z_{02}} \right) t_1, \quad (16)$$

а затем сокращаем (16) на  $\pi R_0^3$ :

$$\frac{4}{6} - \frac{\gamma_{02}^4}{z_{02}} \frac{BF}{2BF} \left( \frac{z_{01}^2}{\gamma_{01}^2} - \frac{z_{02}^2}{\gamma_{02}^2} \right) = BF \left( \frac{\gamma_{01}^4}{z_{01}} + \frac{\gamma_{02}^4}{z_{02}} \right) t_1. \quad (17)$$

Найдем время испарения  $t_1$  через осушенные I и II капилляры на участке от  $h_0$  до осевой горизонтальной линии (рис. 3) с помощью уравнения

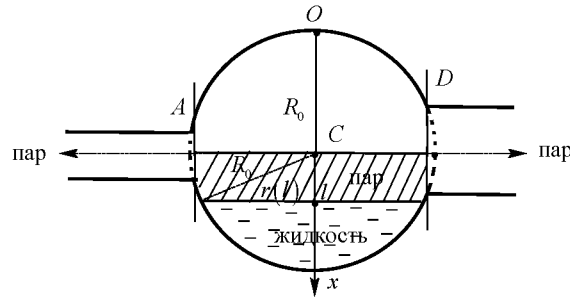


Рис. 3. Схема послойного осушения нижней (донной) части полости

$$\frac{4}{6} - \frac{\gamma_{02}^4}{2z_{02}} \left( \frac{z_{01}^2}{\gamma_{01}^2} - \frac{z_{02}^2}{\gamma_{02}^2} \right) = BF \left( \frac{\gamma_{01}^4}{z_{01}} + \frac{\gamma_{02}^4}{z_{02}} \right) t_1. \quad (18)$$

### Испарение от центра сферы до дна

Скорость удаления испарившейся массы жидкости

$$\frac{dm}{\mu dt} = M_1 \pi r_{01}^2 + M_2 \pi r_{02}^2. \quad (19)$$

Изменение объема испарившейся жидкости

$$dV = \frac{\mu}{\rho} [M_1 \pi r_{01}^2 + M_2 \pi r_{02}^2] dt. \quad (20)$$

Объем каждого слоя – левая часть (20)

$$dV = \pi r^2(l) \cdot dl, \quad (21)$$

где  $r(l)$  – убывающий радиус плоской поверхности парообразования,  $l$  – расстояние от испаряющей поверхности до центра сферы ( $C$ ).

Для участка  $R_0 \leq l \leq 2R_0$ :

$$r^2(l) = R_0^2 - (R_0 - l)^2. \quad (22)$$

Подстановка  $M_1$  и  $M_2$  из (1) в (20) с учетом (21), (22)

$$\left[ R_0^2 - (R_0 - l)^2 \right] dl = \frac{\mu}{\rho} \left[ \frac{r_{01}^4 P_0^2 (c_s^2 - 1)}{16\eta RT (L_{01} + l - R_0)} + \frac{r_{02}^4 P_0^2 (c_s^2 - 1)}{16\eta RT (L_{02} + l - R_0)} \right] dt. \quad (23)$$

Приведение правой части (23) к более компактной форме с использованием комплексов  $B$  и  $F$ :

$$\left[ R_0^2 - (R_0 - l)^2 \right] dl = BF \left[ \frac{r_{01}^4}{(L_{01} + l - R_0)} + \frac{r_{02}^4}{(L_{02} + l - R_0)} \right] dt. \quad (24)$$

Здесь расстояния от границы фазового перехода до капиллярных устьев определяется как  $(L_{01} + l - R_0)$  и  $(L_{02} + l - R_0)$ . Расстояние от центра сферы (т.  $C$ ) до оснований капилляров ( $O_1$  и  $O_2$ ) к учету не принимается, поскольку пар, заполняя представленный объем, равномерно распределяется по ширине каждого слоя, а его концентрация меняется лишь по вертикали, начиная с концентрации насыщения  $C_s$  над межфазной поверхностью и убывая до единицы в устьях капилляров.

Приведение в (24) линейных величин к относительному виду делением обеих частей уравнения на  $R_0^4$ :

$$\left[ 1 - (1 - z)^2 \right] dz = BF \left[ \frac{\gamma_{01}^4}{(z_{01} + z - 1)} + \frac{\gamma_{02}^4}{(z_{02} + z - 1)} \right] dt, \quad (25)$$

где  $z = \frac{l}{R_0}$ .

Приведение правой части к общему знаменателю:

$$\left\{ \frac{\gamma_{01}^4 [(z_{02} - 1) + z] + \gamma_{02}^4 [(z_{01} - 1) + z]}{[(z_{01} - 1) + z] \cdot [(z_{02} - 1) + z]} \right\} = \frac{\gamma_{01}^4 (z_{02} - 1) + \gamma_{01}^4 z + \gamma_{02}^4 (z_{01} - 1) + \gamma_{02}^4 z}{(z_{01} - 1)(z_{02} - 1) + (z_{02} - 1)z + (z_{01} - 1)z + z^2} =$$

$$= \frac{[\gamma_{01}^4 (z_{02} - 1) + \gamma_{02}^4 (z_{01} - 1)] + (\gamma_{01}^4 + \gamma_{02}^4)z}{z^2 (z_{01} + z_{02} - 2)z + (z_{01} - 1)(z_{02} - 1)} = \frac{a_1 + b_1 z}{z^2 + a_2 z + b_2},$$

где  $a_1 = [\gamma_{01}^4 (z_{02} - 1) + \gamma_{02}^4 (z_{01} - 1)]$ ,  $b_1 = (\gamma_{01}^4 + \gamma_{02}^4)$ ,  $a_2 = (z_{01} + z_{02} - 2)$ ,  $b_2 = (z_{01} - 1)(z_{02} - 1)$ .

Разделение переменных:

$$\frac{(z^2 + a_2 z + b_2) [1 - (1 - z)^2] dz}{(a_1 + b_1 z)} = BF dt. \quad (26)$$

Преобразование числителя в левой части (26):

$$\frac{(\alpha z + \beta z^2 + \omega z^3 - z^4) dz}{(a_1 + b_1 z)} = BF dt, \quad (27)$$

где  $\alpha \equiv 2b_2$ ,  $\beta \equiv (2a_2 - b_2)$ ,  $\omega \equiv (2 - a_2)$ .

Раскрываем скобку в числителе (27):

$$\frac{\alpha z dz + \beta z^2 dz + \omega z^3 dz - z^4 dz}{(a_1 + b_1 z)} = BF dt. \quad (28)$$

Интегрирование левой части (28):

$$\begin{aligned} \alpha \int_1^2 \frac{z dz}{(a_1 + b_1 z)} &= \frac{\alpha}{b_1^2} \left[ (a_1 + b_1 z) - a_1 \ln |a_1 + b_1 z| \right]_1^2 = \frac{2b_2}{b_1^2} \left[ (a_1 + b_1 z) - a_1 \ln |a_1 + b_1 z| \right]_1^2 \\ \beta \int_1^2 \frac{z^2 dz}{(a_1 + b_1 z)} &= \frac{\beta}{b_1^3} \left[ \frac{(a_1 + b_1 z)^3}{2} - 2a_1(a_1 + b_1 z) + a_1^2 \ln |a_1 + b_1 z| \right]_1^2 = \\ &= \frac{2a_2 - b_2}{b_1^3} \left[ \frac{(a_1 + b_1 z)^2}{2} - 2a_1(a_1 + b_1 z) + a_1^2 \ln |a_1 + b_1 z| \right]_1^2; \\ \omega \int_1^2 \frac{z^3 dz}{(a_1 + b_1 z)} &= \frac{\omega}{b_1^4} \left[ \frac{(a_1 + b_1 z)^4}{3} - \frac{3a_1(a_1 + b_1 z)^3}{2} + 3a_1^2(a_1 + b_1 z) - a_1^3 \ln |a_1 + b_1 z| \right]_1^2 = \\ &= \frac{(2 - a_2)}{b_1^4} \left[ \frac{(a_1 + b_1 z)^3}{3} - \frac{3a_1(a_1 + b_1 z)^2}{2} + 3a_1^2(a_1 + b_1 z) - a_1^3 \ln |a_1 + b_1 z| \right]_1^2 \\ \int_1^2 \frac{z^4 dz}{(a_1 + b_1 z)} &= \frac{1}{b_1^5} \left[ \frac{(a_1 + b_1 z)^4}{4} - \frac{4a_1(a_1 + b_1 z)^3}{3} + \frac{6a_1^2(a_1 + b_1 z)^2}{2} - 4a_1^3(a_1 + b_1 z) + a_1^4 \ln |a_1 + b_1 z| \right]_1^2. \end{aligned}$$

Общее решение при интегрировании левой части (26):

$$\begin{aligned} &\frac{2b_2}{b_1^2} \left[ (a_1 + b_1 z) - a_1 \ln |a_1 + b_1 z| \right]_1^2 + \frac{(2a_2 - b_2)}{b_1^3} \left[ \frac{(a_1 + b_1 z)^2}{2} - 2a_1(a_1 + b_1 z) + a_1^2 \ln |a_1 + b_1 z| \right]_1^2 + \\ &+ \frac{(2 - a_2)}{b_1^4} \left[ \frac{(a_1 + b_1 z)^3}{3} - \frac{3a_1(a_1 + b_1 z)^2}{2} + 3a_1^2(a_1 + b_1 z) - a_1^3 \ln |a_1 + b_1 z| \right]_1^2 - \\ &- \frac{1}{b_1^5} \left[ \frac{(a_1 + b_1 z)^4}{4} - \frac{4a_1(a_1 + b_1 z)^3}{3} + \frac{6a_1^2(a_1 + b_1 z)^2}{2} - 4a_1^3(a_1 + b_1 z) + a_1^4 \ln |a_1 + b_1 z| \right]_1^2. \end{aligned} \quad (29)$$

Для краткости обозначим его как  $[INT]$ , тогда

$$[INT]_1^2 = BFt_2, \quad (30)$$

где  $t_2$  – время осушения нижней части полости.

Таким образом, полное время осушения сферы определяется величиной

$$t_{полн} = t_0 + t_1 + t_2. \quad (31)$$

### Численные оценки

Проведем оценку времени осушения сферического объема (31) согласно приведенной модели.

Рассматривается испарение воды из полости радиуса  $R_0$  через соосные противлежащие капилляры (табл. 1).

Таблица 1 – Геометрические параметры капилляров, м

$r_{01}$	$r_{02}$	$L_{01}$	$L_{01}$
$2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$

Перегретая жидкость ( $378 \leq T \leq 413\text{K}$ ) испаряется в атмосферу с давлением воздуха  $P_0$  (табл. 2)

Таблица 2 – Теплофизические параметры системы вода – водяной пар – воздух ( $\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3$ ,  $\mu = 0,018 \text{ кг/моль}$ ,  $P_{\text{отм}} = 10^5 \text{ Па}$ )

$T, \text{K}$	$\eta \cdot 10^{-5}, \text{Па} \cdot \text{с}$	$P_s \cdot 10^5, \text{Па}$	$c_s$	$B, \text{Па} \cdot \text{с} \cdot \text{K}$
378	1,6699	1,21	1,21	73,52240334
383	1,6497	1,43	1,43	165,3765482
388	1,6306	1,69	1,69	293,3694984
393	1,6141	1,99	1,99	466,655396
398	1,6006	2,32	2,32	687,9181973
403	1,5906	2,7	2,7	981,2609688
408	1,5838	3,13	3,13	1361,266615
413	1,5803	3,61	3,61	1843,532578

Связь времени осушения системы с температурой процесса и размерами полости представлена таблицей 3.

Таблица 3 – Общее время испарения воды из полости, сут

$R_p, \text{м}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
$T, \text{K}$					
378	0,661588669	8,381656	43,495752	148,7201528	395,68662
383	0,29412628	3,726281	19,337157	66,11737381	175,91268
388	0,165803157	2,1005575	10,900629	37,27130162	99,164473
393	0,104234494	1,3205451	5,548727	23,4311296	62,341145
398	0,070708391	0,8958034	4,6486809	15,89471408	42,289667
403	0,049570492	0,6280078	3,2589824	11,14307346	29,647395
408	0,035732595	0,4526957	2,3492181	8,03241844	21,371149
413	0,02638499	0,334271	1,7346654	5,931147185	15,780481

Таким образом, результаты расчетов, проведенных на основе модели, учитывающей влияние силы тяжести на массоперенос (рис. 4–6) при высокотемпературном парообразовании в сферических полостях радиусами более  $0,004 \text{ м}$ , связанных со средой двумя соосными противолежащими капиллярами, подтверждают вывод, сделанный при исследовании базовой модели в пренебрежении вкладом гравитационного поля, о малоэффективности интенсификации процесса путем избыточного нагрева системы.

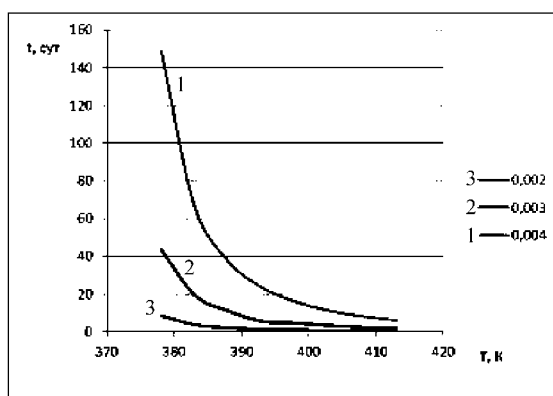


Рис. 4. Зависимость времени испарения от температуры процесса для полостей различных размеров

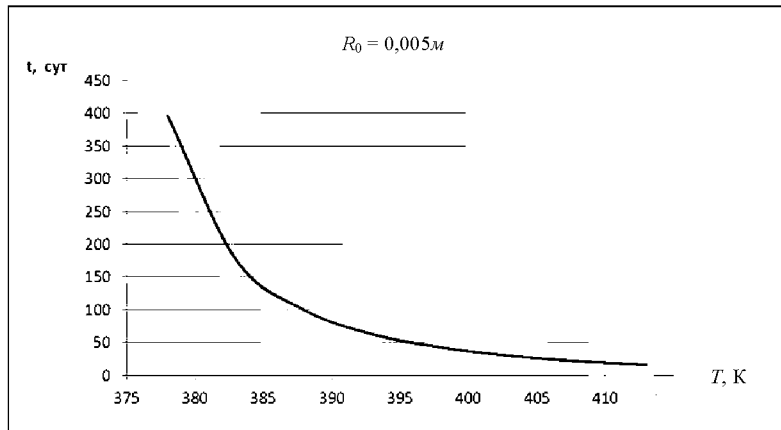


Рис. 5. Зависимость времени испарения от температуры процесса

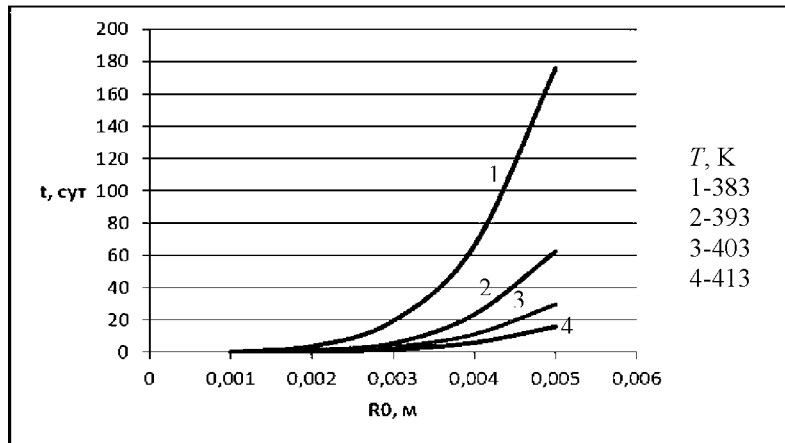


Рис. 6. Изотермы времени осушения полостей в зависимости от их линейных размеров

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Мальшев, В. Л.* Вязкий режим испарения жидкостей из капилляров конфузорного типа / В. Л. Мальшев // Вестник Белорусско-Российского университета. – 2008. – № 3. – С. 127–134.
2. *Malyshev, V. L.* The Effect of the Structure of Heterogeneous Media on the Evaporation of Liquids under Intensive Thermal Stimulation / V. L. Malyshev // High Temperature. – 2009. – Vol. 47, № 4. – P.p. 554–558.
3. *Мальшев, В. Л.* Интенсивность испарения перегретых жидкостей из конических каналов / В. Л. Мальшев // Весці НАНБ. Серыя фізіка-тэхнічных навук. – 2010. – № 1. – С. 71–76.
4. *Мальшев, В. Л.* Испарение метастабильной жидкости из полости через бинарную систему капилляров / В. Л. Мальшев // Весці НАНБ. Серыя фізіка-тэхнічных навук. – 2014. – № 3. – С. 37–42.
5. *Ландау, Л.* Механика сплошных сред / Л. Ландау, Е. Лифшиц. – Москва : Гостехиздат, 1954. – 765 с.
6. *Гайдуков М. Н.* К теории испарения жидкостей из капилляров при температуре, превышающей температуру кипения / М. Н. Гайдуков, Н. В. Чураев, Ю. И. Яламов // ЖТФ. – 1976. – Т. 46, № 10. – С. 2142–2147.



7. **Уварова, Л. А.** Математическая теория высокотемпературного парообразования неоднородных жидкостей в капиллярах / Л. А. Уварова, В. Л. Мальшев. – Могилев : МГТИ, 2002. – 128 с.
8. **Ершова, Г. Ф.** Температурная зависимость толщины полимолекулярных адсорбционных пленок воды на поверхности кварца / Г. Ф. Ершова, З. М. Зорин, Н. В. Чураев // Колл. журн. – 1975. – Т. 37, № 1. – С. 208–210.
9. **Гамаюнов, Н. И.** О переходном режиме высокоинтенсивного испарения жидкостей из капилляров / Н. И. Гамаюнов, В. Л. Мальшев, А. С. Фельдблюм // ИФЖ. – 1983. – Т. 44, № 2. – С. 231–235.
10. **Мальшев, В. Л.** Испарение перегретых жидкостей из тонких капилляров / В. Л. Мальшев, Н. И. Гамаюнов // ТВТ. – 1984. – Т. 22, № 1. – С. 184–186.

Поступила в редакцию 02.05.2018 г.

Контакты: vmalyshev@tut.by (Мальшев Владимир Львович)

**Malyshev V. LIQUID EVAPORATION FROM SPHERICAL VOLUME THROUGH EQUIL-LEVEL CONTRA LAIN CAPILLARIES IN GRAVITY FIELD.**

*High-temperature vaporization from porous media with spherical cavities in the gravity field is studied.*

**Keywords:** porous media modeling, intensive mass transfer, multiphase systems.