

# Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. V. Prosvetov, L. M. Prorok, Startup conditions of alkali-metal vaporization from rectangular channels, *TVT*, 1982, Volume 20, Issue 3, 515–521

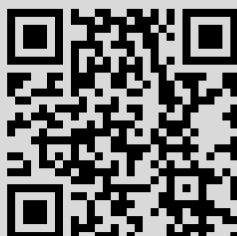
<https://www.mathnet.ru/eng/tvt6374>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use  
<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.80

April 30, 2025, 19:40:03



УДК 536.423.1

## ПУСКОВЫЕ РЕЖИМЫ ИСПАРЕНИЯ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ ИЗ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ КАНАВОК

*Пробсветов В. В., Пророк Л. М.*

Получены соотношения для определения критического теплового потока и перепада температуры в пусковых режимах испарения жидких металлов из прямоугольных канавок. Расчетные и полученные в опытах величины критического теплового потока, перепада температуры в предкризисных и докризисных режимах испарения натрия из прямоугольных канавок шириной 0,68 мм удовлетворительно согласуются между собой.

С помощью испарения щелочных металлов из капиллярных структур можно охлаждать высокотемпературные поверхности в широком интервале изменения температуры теплоносителя [1–3]. Особый интерес представляют так называемые пусковые режимы испарения, когда средняя длина свободного пробега молекул пара превышает размер пор капиллярной структуры.

Для пусковых режимов испарения щелочных металлов из прямоугольных канавок в [4] рассмотрено следующее уравнение баланса давления в контуре циркуляции теплоносителя:

$$\sigma_0 \cos \theta / b = P_{\text{пж}}^{\text{н}} - P + \Delta P_{\text{ж}} + \Delta P_{\text{п}}. \quad (1)$$

Давление  $P_{\text{пж}}^{\text{н}}$  на элементарной площадке поверхности испаряющейся жидкости представлено состоящим из давления, оказываемого молекулами, испаряющимися с этой площадки  $P_1$ , и давления, оказываемого молекулами, испаряющимися со всей остальной поверхности жидкости в канавке и конденсирующимися на площадке  $P_2$ . При значительном упрощении процесса (давление  $P_2$  определялось из предположения, что молекулы покидают поверхность жидкости по закону косинуса и имеют усредненную по потоку импульса скорость  $c_0 = (\pi k T_0 / 2m)^{1/2}$ ) для определения критического теплового потока, обусловленного капиллярным ограничением, в [4] получена следующая система уравнений:

$$P_0 = k_1 (\sigma_0 \cos \theta / b + P - \Delta P_{\text{ж}} - \Delta P_{\text{п}}), \quad (2)$$

$$q_c = \frac{k_2 \varepsilon L_0 P_0}{\sqrt{2\pi k T_0 / m}}, \quad T_0 = T_{\text{нас}}(P_0), \quad (3)$$

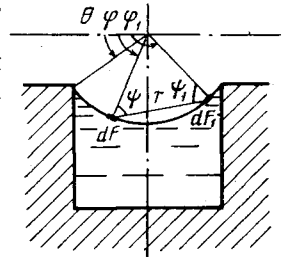


Рис. 1. К определению удельного теплового потока и температуры поверхности жидкости. Ось  $z$  перпендикулярна плоскости рисунка

где  $k_1 = 1,7$ ;  $k_2 = 0,5$ ;  $\cos \theta = 1$ .

В [3] для испарения щелочных металлов из прямоугольных канавок (теплоноситель идеально смачивает материал теплопередающей стенки, коэффициент конденсации (испарения) равен единице) в предположении, что молекулы покидают поверхность жидкости равномерно по всем направлениям со скоростью  $c_0 = (2\pi k T_0 / m)^{1/2}$ , получены также уравнения (2), (3), в которых  $k_1 = 1,4$ ;  $k_2 = 0,5$ ;  $\cos \theta = 1$ .

В данной работе пусковые режимы испарения щелочных металлов из прямоугольных канавок рассматриваются более строго: краевой угол смачивания материала теплопередающей стенки теплоносителем  $\theta_{\text{смач}}$  не равен нулю; молекулы покидают поверхность жидкости по закону косинуса и имеют скорость, определяемую соотношением  $c_0 = (9\pi k T_0 / 8m)^{1/2}$ , которое

получено из предположения, что молекулы, испаряющиеся с искривленной поверхности жидкости, оказывают давление, равное половине давления насыщения, соответствующего температуре поверхности жидкости; поверхность жидкости в канавках цилиндрическая; коэффициент конденсации (испарения) равен единице.

Рассмотрим элементарные площадки  $dF$  и  $dF_1$  на поверхности жидкости, испаряющейся из прямоугольной канавки (рис. 1). Очевидно, что на площадке  $dF$  с  $dF_1$  за 1 с будет падать

$$dN_{dF_1 \rightarrow dF} = \frac{P_0(\varphi_1) \cos \psi_1 \cos \psi}{\pi r^2 \sqrt{2\pi m k T_0(\varphi_1)}} dF dF_1 \quad (4)$$

молекул. Следовательно,

$$P_2(\varphi, \theta) = \frac{0,75b}{\pi \cos \theta} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{\pi-\theta} \frac{P_0(\varphi_1) \cos^2 \psi \cos \psi_1}{r^2} d\varphi_1 dz, \quad (5)$$

где

$$r = \sqrt{z^2 + 2b^2 [1 - \cos(\varphi_1 - \varphi)] / \cos^2 \theta},$$

$$\cos \psi = \cos \psi_1 = b [1 - \cos(\varphi_1 - \varphi)] / r \cos \theta. \quad (6)$$

Учитывая, что  $P_1(\varphi) = 0,5P_0(\varphi)$  и используя (1) аналогично [4], определим давление насыщения, соответствующее температуре поверхности жидкости

$$P_0(\varphi, \theta) = 2(\sigma_0 \cos \theta / b + P - \Delta P_{\text{ж}} - \Delta P_{\text{п}}) [1 - f_1(\theta) + f_2(\theta) \sin \varphi], \quad (7)$$

где

$$f_1(\theta) = 2[\pi - 2\theta + 2f_2(\theta) \cos \theta] / f_3(\theta), \quad (8)$$

$$f_2(\theta) = 16\pi \cos \theta / [f_3(\theta) f_4(\theta) + 16 \cos^2 \theta], \quad (9)$$

$$f_3(\theta) = 6\pi - 4\theta, \quad f_4(\theta) = 3\pi + 2\theta - \sin 2\theta. \quad (10)$$

Усреднив  $P_0(\varphi, \theta)$  по формуле

$$P_0(\theta) = \frac{1}{F} \int_F P_0(\varphi, \theta) dF, \quad (11)$$

получаем (2), где

$$k_1(\theta) = 4\pi f_1(\theta) / (\pi - 2\theta). \quad (12)$$

Вернемся к рассмотрению элементарных площадок  $dF$  и  $dF_1$  на поверхности жидкости. Учитывая, что число молекул, испаряющихся с единичной площадки, согласно кинетической теории вычисляется по соотношению

$$v_0(\varphi) = P_0(\varphi) / \sqrt{2\pi m k T_0(\varphi)}, \quad (13)$$

и определяя с помощью (4) число молекул, испаряющихся с  $dF$  и конденсирующихся на поверхности жидкости в канавке, для потока молекул, испаряющихся с единичной площади  $dF$  и покидающих пределы канавки, имеем

$$v_{\text{рез}}(\varphi, \theta) = \frac{P_0(\varphi, \theta) [\sqrt{1 + \cos(\varphi - \theta)} - \sqrt{1 - \cos(\varphi + \theta)}]}{4\sqrt{\pi m k T_0(\varphi, \theta)}} \quad (14)$$

откуда, используя соотношение

$$q_c(\theta) = \frac{bmL_0}{(2b+d) \cos \theta} \int_0^{\pi-\theta} v_{\text{рез}}(\varphi, \theta) d\varphi, \quad (15)$$

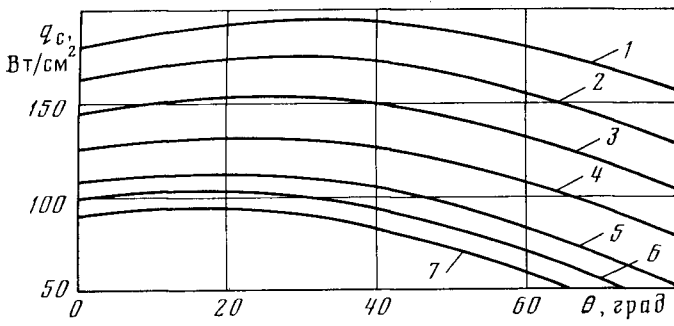


Рис. 2. Удельный тепловой поток при испарении натрия (прямоугольные канавки, ширина 0,68 мм; шаг 1,5 мм). Расчет по уравнениям (2), (3), (12), (16) ( $\Delta P_{ж}, \Delta P_{п}=0$ ): 1 -  $P=500$  Па; 2 - 400; 3 - 300; 4 - 200; 5 - 100; 6 - 50; 7 - 0

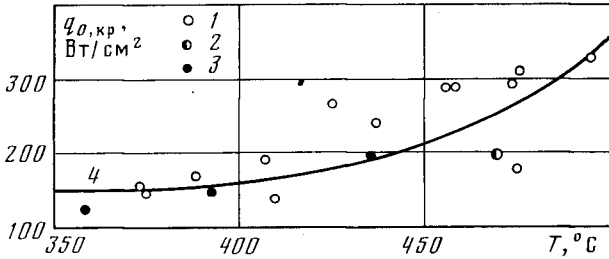


Рис. 3. Плотность критических тепловых потоков при испарении натрия из прямоугольных канавок шириной 0,68 мм (опытные данные [2, 5] - 1-3; расчет по уравнениям (2), (3), (12), (16),  $\Delta P_{ж}, \Delta P_{п}=0$ ): 1, 3 - шаг канавок 1,5 мм; 2 - 1

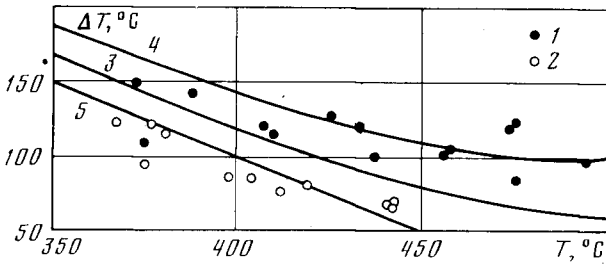


Рис. 4. Перепады температуры при испарении натрия из прямоугольных канавок шириной 0,68 мм (шаг канавок 1,5 мм). Опытные данные [2]: 1 -  $\Delta T_{изм}$  в предкризисных режимах испарения; 2 -  $\Delta T_{изм}$  при  $q_c=70$  Вт/см<sup>2</sup>. Расчет по уравнениям (2), (3), (12), (16) для  $\Delta P_{ж}, \Delta P_{п}=0$ : 3 - предкризисные режимы испарения,  $\Delta T_{\lambda}=0$ ; 4 - предкризисные режимы испарения,  $\Delta T_{\lambda} \neq 0$

получаем (3), где

$$k_2(\theta) = [1 - f_1(\theta) + \frac{1}{6}f_2(\theta)(2 + \sin \theta)] \cos \theta / \pi f_1(\theta). \quad (16)$$

Рассмотрим далее модель испарения, отличающуюся от предыдущей тем, что молекулы покидают поверхность жидкости равномерно по всем направлениям и имеют скорость, определяемую соотношением  $c_0 = (2\pi k T_0 / m)^{1/2}$ , которое получено в предположении  $P_1(\varphi) = 0,5P_0(\varphi)$ . Решая задачу аналогично, находим

$$d\nu_{dF_1 \rightarrow dF} = \frac{P_0(\varphi_1) \cos \psi}{2\pi r^2 \sqrt{2\pi m k T_0}(\varphi_1)} dF dF_1, \quad (17)$$

$$P_2(\varphi, \theta) = \frac{b}{2\pi \cos \theta} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\theta}^{\pi-\theta} \frac{P_0(\varphi_1) \cos^2 \psi}{r^2} d\varphi_1 dz, \quad (18)$$

а для  $P_0(\varphi, \theta)$ ,  $P_0(\theta)$ ,  $q_c(\theta)$  получаем (7), (2), (3), в которых

$$k_1(\theta) = 8\sqrt{2}f_1(\theta)/(\pi - 2\theta), \quad k_2(\theta) = (\pi + 2\theta)/2\pi, \quad (19)$$

$$f_2(\theta) = 32\sqrt{2} \cos \theta / [f_3(\theta)f_4(\theta) + 16 \cos^2 \theta], \quad (20)$$

$$f_3(\theta) = 8\sqrt{2} + 2\pi - 4\theta, \quad f_4(\theta) = 16\sqrt{2} - \pi + 2\theta - \sin 2\theta, \quad (21)$$

где  $f_1(\theta)$  определяется соотношением (8).

На рис. 2 представлены некоторые результаты расчета удельного теплового потока по (2), (3), (12), (16). С увеличением  $\theta$  удельный тепловой поток сначала увеличивается. Однако, начиная с некоторого значения  $\theta$ , которое обозначено  $\theta_{\text{мин}}$ , дальнейшее увеличение  $\theta$  приводит к уменьшению  $q_c$ , что обусловлено следующими причинами: с увеличением  $\theta$  уменьшается капиллярный напор  $\sigma_0 \cos \theta/b$ ; с увеличением  $\theta$  увеличивается доля молекул, испаряющихся с искривленной поверхности жидкости и покидающих пределы канавки.

Поэтому устойчивое испарение теплоносителя будет иметь место при  $\theta > \theta_{\text{мин}}$ . Следовательно, кризис испарения для идеально смачивающей теплопередающей стенку теплоносителя наступит при  $\theta = \theta_{\text{мин}}$ . В случае  $\theta_{\text{смач}} \neq 0$  при определении  $q_{c, \text{кр}}$  необходимо выбрать максимальную величину из  $\theta_{\text{смач}}$  и  $\theta_{\text{мин}}$ .

На рис. 3 опытные величины критического теплового потока в пусковых режимах испарения натрия из прямоугольных канавок [2, 5] сравниваются с рассчитанными по уравнениям (2), (3), (12), (16). Величина  $\theta_{\text{мин}}$  определялась из уравнения

$$P = \frac{\sigma}{b} \left[ \frac{k_1 \sin \theta}{dq_1/d\theta} - \cos \theta \right], \quad (22)$$

которое получено из условия  $dP_0/d\theta = 0$ . При этом погрешность определения  $q_{c, \text{кр}}$  не превышает 5% (расчет проведен для лития, натрия, калия, цезия;  $2b = 0,1 - 1,0$  мм;  $\Delta P_{\text{л}}, \Delta P_{\text{ж}} = 0$ ;  $P = 10 - 500$  Па). Видно, что согласие опытных и теоретически рассчитанных величин  $q_{c, \text{кр}}$  удовлетворительное.

Опытные и рассчитанные величины перепада температуры в предкризисных режимах испарения натрия из прямоугольных канавок сравниваются на рис. 4. В опытах [2] замерялась разница между температурой теплопередающей стенки в месте заделки спая термомпары и температурой теплоносителя в паровой камере. Эта разница температур ( $\Delta T_{\text{изм}}$ ), естественно, больше перепада температуры фазового перехода  $\Delta T_{\text{ф}} = T_0 - T$  на величину перепада температуры от места заделки спая термомпары до поверхности испаряющейся жидкости  $\Delta T_{\lambda}$ . Рассчитать  $\Delta T_{\lambda}$  с достаточной точностью затруднительно, поскольку необходимо учитывать искажение температурного поля как в месте заделки спая термомпары, так и в канавках, заполненных жидкостью, теплопроводность которой отлична от теплопроводности материала теплопередающей стенки. Кроме того, задача усложняется тем, что поверхность жидкости в канавках искривлена. Поэтому в данной работе ограничились оценками величин  $\Delta T_{\lambda}$ . В предкризисных режимах испарения при  $T > 700^\circ \text{C}$  коэффициент теплопередачи  $K = q_{c, \text{кр}}/\Delta T_{\text{изм}}$  достигает величины 46 кВт/(м<sup>2</sup>·град).

Рассмотрим два предельных случая: перепад температуры  $\Delta T_{\text{изм}}$  при  $T > 700^\circ \text{C}$  обусловлен фазовым переходом ( $\Delta T_{\lambda} = 0$ ) и  $\Delta T_{\text{изм}} = \Delta T_{\lambda}$ . На рис. 4 построены две кривые  $\Delta T = \Delta T_{\text{ф}}$  и  $\Delta T = \Delta T_{\text{ф}} + q_{c, \text{кр}}/K$ . Видно, что вклад  $\Delta T_{\lambda}$  в общий перепад температуры незначителен (при  $P = 100$  Па, например,  $\Delta T_{\lambda}/\Delta T < 0,2$ ); опытные величины  $\Delta T$  удовлетворительно согласуются с рассчитанными. Также удовлетворительно согласуются рассчитанные теоретически и полученные в опытах [2] величины перепада температуры  $\Delta T_{\text{изм}}$  в докризисных режимах испарения ( $q_c < q_{c, \text{кр}}$ ) натрия из прямоугольных канавок (рис. 4). Вклад  $\Delta T_{\lambda}$  в этих режимах испарения не превышает  $20^\circ \text{C}$ . Оценка перепада температуры, обусловленного теплопроводностью в теплопередающей стенке и натрия в канавках при различной кривизне поверхности жидкости, проведена с помощью

соотношения  $\Delta T_\lambda = q_c / (4,6 - 2,2\theta/\pi)$ , которое согласуется с опытными данными [2] при  $\theta=0$  и  $\theta=\pi/2$ .

Отметим, что экспериментально полученные величины критического теплового потока и перепада температуры в пусковых режимах испарения натрия из прямоугольных канавок [2, 5] удовлетворительно согласуются также с рассчитанными по уравнениям (2), (3), (19) и по уравнениям, полученным в [3, 4]. Незначительное расхождение ( $<20\%$ ) в  $q_{c, \text{кр}}$  и  $\Delta T_\phi$ , рассчитанных по теоретическим соотношениям, обусловлено тем, что основное отличие моделей фазового перехода на искривленной поверхности, рассмотренных в [3, 4] и в данной работе, заключается в подходе к определению  $P_2$ , которое, как установлено авторами данной работы, составляет малую часть от  $P_{\text{нж}}$ . Например, при  $\theta=0$   $P_2/P_{\text{нж}} \approx 0,25$ , а при  $\theta=\pi/6$   $P_2/P_{\text{нж}} \approx 0,1$ .

Однако учет  $P_2$  позволил не только уточнить величину  $q_{c, \text{кр}}$  и  $\Delta T_\phi$ , но и теоретически обосновать модель испарения, которая объясняет зафиксированный в [2] разброс опытных данных, существенно превышающий предельную погрешность однократного измерения. Согласно этой модели, чередующиеся впадины шероховатости образуют микрокапиллярную структуру выступов, которая может быть полностью или частично смочена жидкостью. Степень смоченности микрокапилляров зависит от их конфигурации, материала теплопередающей стенки, теплофизических свойств теплоносителя, а также от интенсивности вытеснения жидкости из канавок под действием касательных напряжений [3]. Следовательно, разброс опытных величин  $q_{c, \text{кр}}$  и  $\Delta T_{\text{изм}}$  может быть обусловлен возможностью наступления кризиса испарения при сухих и при полностью или частично смоченных выступах (из-за нестабильности смачивания нагретых выше температуры насыщения выступов). Очевидно, что величина касательной составляющей потока импульса максимальна в районе края мениска, поскольку все молекулы, конденсирующиеся на элементарной площадке при  $\phi=\theta$  и  $\pi-\theta$ , имеют касательную составляющую импульса, направленную к выступам. По аналогии с [4], суммируя касательные составляющие импульсов молекул, конденсирующихся на элементарной площадке  $dF$  при  $\phi=\theta$ ,  $\pi-\theta$  для модели с косинусоидальным распределением испаряющихся молекул, получаем

$$P_{\text{кас}}(\theta) = 16\pi \cos \theta [\sigma_0 \cos \theta / b + P - \Delta P_{\text{н}} - \Delta P_{\text{ж}}] / [f_3(\theta) f_4(\theta) + 16 \cos^2 \theta], \quad (23)$$

где  $f_3(\theta)$  и  $f_4(\theta)$  определяются по (10). В случае равномерного по всем направлениям испарения молекул

$$P_{\text{кас}}(\theta) = 64\sqrt{2} \cos \theta [\sigma_0 \cos \theta / b + P - \Delta P_{\text{н}} - \Delta P_{\text{нж}}] / [f_3(\theta) f_4(\theta) + 16 \cos^2 \theta], \quad (24)$$

где  $f_3(\theta)$  и  $f_4(\theta)$  определяются по (21).

Расчеты показывают, что касательное напряжение на поверхности жидкости по мере уменьшения  $\theta$  увеличивается и в предкризисных режимах испарения может быть сравнимо с максимальным капиллярным напором канавок.

Итак, возможны следующие предельные случаи испарения теплоносителя из прямоугольных канавок:

1. Выступы канавок сухие. Именно для этого случая получены уравнения (2), (3).

2. Выступы канавок полностью смочены теплоносителем. Удельный тепловой поток на теплопередающей стенке в этой ситуации обозначим  $q_c^*$ .

Предполагая, что форма поверхности жидкости в канавках в обоих случаях одна и та же, температуры поверхности жидкости, испаряющейся из канавок и с выступов, одинаковы и, определяя удельный тепловой поток на поверхности жидкости, испаряющейся с выступов, по формуле

$$q_0 = L_0 P_0 / \sqrt{2\pi k T_0 / m}, \quad (25)$$

получим следующую связь между  $q_c$  и  $q_c^*$ :

$$q_c^* = q_c [1 + d / (2b + d) k_2 \varepsilon]. \quad (26)$$

Следовательно, критический тепловой поток в опытах [2], согласно предложенной модели, в случае испарения жидкости с выступов может быть больше  $q_{с,кр}$  в  $\sim 2,5$  раза, что хорошо согласуется с разбросом  $q_{с,кр}$ , зафиксированным в [2]. Определить максимально допустимый разброс для перепада температуры в настоящее время не представляется возможным, поскольку при этом необходимо учитывать перепад температуры, обусловленный теплопроводностью, а это большая и сложная задача.

При выводе уравнений (2), (3) полагалось, что молекулы, испаряющиеся и конденсирующиеся на поверхности жидкости, не претерпевают соударений между собой, т. е. рассматривали свободномолекулярные режимы истечения пара из прямоугольных канавок. Однако опытные и рассчитанные теоретически величины  $q_{с,кр}$  и  $\Delta T$  удовлетворительно согласуются между собой и в таких режимах, когда средняя длина свободного пробега молекул пара сравнима с шириной канавок, что, возможно, связано с упругим характером взаимодействия молекул пара в пределах пор капиллярной структуры. Выявим далее, насколько сужает область применимости соотношений (2), (3) пренебрежение давлением, оказываемым молекулами, падающими на поверхность жидкости из объема пара над капиллярной структурой  $P_3$ . Очевидно, что результаты теоретического исследования можно использовать в том случае, если  $P_3 \ll P_{пж}$ . Следовательно, используя (1), получим следующее условие применимости результатов теоретического исследования:

$$\sigma_0 \cos \theta / b \gg \Delta P_{п} + \Delta P_{ж}. \quad (27)$$

В опытах [2, 5]  $\Delta P_{п} + \Delta P_{ж} < 0,1 (\sigma_0 \cos \theta / b)$  и, как показано в данной работе, опытные и рассчитанные по (2), (3) величины  $q_{с,кр}$  и  $\Delta T$  удовлетворительно согласуются между собой. Учитывая это для  $\Delta P_{п}, \Delta P_{ж} = 0$ , получим, что при заданных глубине и ширине прямоугольных канавок условная длина их не должна превышать следующей величины:

$$l_v^* = \left[ \frac{0,8b^2 \delta^3 \cos \theta \sqrt{2\pi kT/m}}{(b+\delta)^2 \Phi(\pi-2\theta) k_1 k_2 [1+P/(\sigma \cos \theta/b)] v_{ж}} \right]^{1/2}, \quad l_v = \sqrt{0,5 l_{эф} l_{ад}}. \quad (28)$$

Здесь  $\Phi$  — параметр, зависящий от отношения полуширины канавок к их глубине [6]:  $\Phi(0,2) \simeq 20$ ;  $\Phi(0,5) \simeq 16$ ;  $\Phi(1,0) \simeq 14$ .

Расчеты показывают, что, например, в предкризисных режимах испарения натрия из канавок, использованных в [2, 5], результаты теоретического исследования применимы при  $P=10$  Па, если  $l_v < 30$  мм. Следовательно, если  $l_{ад}=0$ , то  $q_c$  и  $\Delta T_{ф}$  можно определять по уравнениям (2), (3) для дисков диаметром до 120 мм. К таким дискам, согласно расчетам, при шаге канавок 0,87 мм можно осуществлять теплоподвод до 15 кВт. Если в качестве теплоносителя использовать литий, то канавки такой геометрии можно изготавливать на дисках диаметром до 140 мм и осуществлять теплоподвод к ним до  $\sim 50$  кВт. Таким образом, область применимости полученных соотношений достаточно велика.

**Обозначения:**  $k$  — постоянная Больцмана;  $m$  — масса молекулы;  $L$  — теплота парообразования;  $\sigma$  — поверхностное натяжение;  $v$  — коэффициент кинематической вязкости;  $P$  — давление пара над капиллярной структурой;  $q$  — удельный тепловой поток;  $\varepsilon = b(\pi-2\theta)/(2b+d) \cos \theta$  — поверхностная пористость капиллярной структуры (отношение площади поверхности испаряющейся жидкости к площади поверхности, на которой осуществляется теплоподвод);  $b$  — полуширина канавок;  $2b+d$  — шаг фрезеровки канавок;  $l$  — длина канавок;  $\delta$  — глубина канавок. Индексы: нас — состояние насыщения; кр — критический; с — теплопередающая стенка; 0 — поверхность жидкости; ж — жидкость; п — пар; г — гидростатический; эф, и, ад — эффективная, испарительная и адиабатическая.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Vinz P., Busse C. A. Paper presented at I Intern. Heat Pipe Conf., Stuttgart, 1973.*
2. *Просветов В. В., Ивановский М. Н., Кудрявцев А. П. и др. Экспериментальное изучение критических тепловых потоков при испарении натрия из капиллярных структур канавочного типа. — ТВТ, 1979, т. 17, № 3, с. 557.*
3. *Просветов В. В. Критические тепловые потоки при испарении щелочных металлов из капиллярных структур тепловых труб и паровых камер: Автореф. на соискание уч. ст. канд. техн. наук. М.: ИВТАН СССР, 1981.*
4. *Просветов В. В. О капиллярном ограничении в пусковых режимах испарения жидких металлов из капиллярно-пористых структур. — ТВТ, 1979, т. 17, № 5, с. 1030.*
5. *Просветов В. В., Сорокин В. П., Кудрявцев А. П. Исследование предельного тепло-съемы и кризисных явлений при испарении натрия из канавочной капиллярной структуры. — В кн.: Теплофизические исследования. М.: ВИМИ, 1977.*
6. *Чи С. Тепловые трубы. Теория и практика. М.: Машиностроение, 1981.*