

Г. Н. КРУЖИЛИН

**ТЕПЛОТДАЧА ОТ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛИТЫ К КИПЯЩЕЙ
ЖИДКОСТИ ПРИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ**

(Представлено академиком М. В. Кирпичевым 15 VIII 1947)

Теплоотдача от поверхности нагрева к кипящей жидкости характеризуется значениями коэффициента теплоотдачи $\alpha = q/\Delta t$ и критической тепловой нагрузки $q_{кр}$, при которой пузырьчатый режим кипения переходит в так называемый пленочный. Эти значения зависят от физических свойств жидкости, а также от шероховатости поверхности, поскольку при прочих одинаковых условиях от шероховатости поверхности зависит число действующих на поверхности центров парообразования zm^{-2} . Ниже определяется зависимость α и $q_{кр}$ лишь от физических констант жидкости. Проблема влияния шероховатости поверхности на условия теплообмена при кипении, как и при чистой конвекции, стоит особо и в настоящее время не может быть освещена никакой количественной теорией. Задачу определения зависимости условий теплоотдачи от физических свойств жидкости целесообразно разделить на две части — задачу определения теплоотдачи Q' от поверхности к жидкости при действии на поверхности одного центра парообразования и задачу определения влияния числа центров парообразования Z на общий тепловой поток Q . Если центры парообразования в гидродинамическом отношении не влияют друг на друга, т. е. если Z мало, связь между Q и Q' выражается уравнением

$$Q = Q'Z, \quad (1)$$

где

$$Q' = \int_{\tau}^{\tau_0} \int_F \left(-\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right)_{y=0} dF d\tau, \quad (2)$$

$t(x, y, \xi)$ — температурное поле в жидкости, y — координата, направленная по нормали к пластине, λ — коэффициент теплопроводности жидкости, τ_0 — период отрыва пузырьков пара от центра парообразования и dF — элемент поверхности. Температура t жидкости при независимом действии рассматриваемого центра парообразования определяется системой дифференциальных уравнений однофазной жидкости:

$$\frac{\partial t}{\tau} + (\vec{\omega}, \text{grad}) t = a\nabla^2 t, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial \tau} + (\vec{\omega}, \text{grad}) \vec{\omega} = -\frac{1}{\rho_1} \text{grad} (p - \gamma_1 y) + \nu \nabla^2 \vec{\omega}, \quad (4)$$

$$\text{div } \vec{\omega} = 0, \quad (5)$$

дополненной уравнением движения поднимающихся от центра парообразования пузырьков пара

$$\frac{\gamma_2}{g} \omega \frac{d\vec{v}}{d\tau} = -\frac{\omega(\gamma_1 - \gamma_2)}{g} \vec{g} + CS \frac{\rho_1 \vec{u} \vec{u}}{2} + \rho_1 \omega \frac{d\vec{w}}{d\tau}, \quad (6)$$

где

$$\vec{u} = \vec{w} - \vec{v}. \quad (7)$$

В (3)–(7) приняты обозначения: \vec{w} , \vec{v} — скорость жидкости и пузырька пара соответственно, $a = \lambda/\gamma c$, c , γ_1 , $\rho_1 = \gamma_1/g$, $\nu = \mu/\rho_1$, μ — температуропроводность, теплоемкость, удельный вес, плотность, кинематическая вязкость и вязкость жидкости соответственно, γ_2 — удельный вес пара, \vec{g} — ускорение силы тяжести, ω , S — объем и сечение пузырька, C — коэффициент сопротивления пузырька. Из уравнений (3)–(7) следует, что в области независимо действующего центра парообразования

$$\frac{t - t_s}{t_w - t_s} = f \left[\frac{\tau}{\tau_0}, \frac{x}{d_0}, \frac{y}{d_0}, \frac{\xi}{d_0}, \frac{\nu}{a}, \frac{d_0^2}{a\tau_0}, \frac{gd_0^3(\gamma_1 - \gamma_2)}{\gamma_1}, \frac{H}{d_0} \right], \quad (8)$$

где по Уорку и Фрицу диаметр пузырька при отрыве от поверхности

$$d_0 = 0,02 \theta \sqrt{\frac{\sigma}{\gamma_1 - \gamma_2}}, \quad (9)$$

$t_w - t_s = \Delta t$ — температурный напор, t_w — температура стенки, t_s — температура насыщения, H — высота слоя жидкости над поверхностью нагрева, θ° — краевой угол смачивания поверхности жидкостью, σ — поверхностное натяжение. Критерий $d_0^2/a\tau_0$ можно конкретизировать. Период τ_0 отрыва пузырей от центра парообразования определяется временем τ_1 роста пузыря от момента зарождения до отрыва и временем τ_2 восстановления температурного поля жидкости вблизи центра парообразования, от момента отрыва пузыря до зарождения нового. Поэтому

$$\frac{d_0^2}{a\tau_0} = f_1 \left(\frac{d_0^2}{a\tau_1}, \frac{d_0^2}{a\tau_2} \right). \quad (10)$$

Изменение эквивалентного диаметра пузыря во времени выражается уравнением

$$\frac{\pi \gamma_2 r}{6} \frac{\delta d^3}{\delta \tau} = \int_{F'} \left(-\lambda \frac{dt}{dn} \right)_{n=0} dF', \quad (11)$$

где n — внешняя нормаль к поверхности F' пузыря и r — теплота испарения. Из (11) и (8) следует, что

$$\frac{d_0^2}{a\tau_1} = f_2 \left[\frac{\gamma_1 c \Delta t}{\gamma_2 r}, \frac{\nu}{a}, \frac{gd_0^3(\gamma_1 - \gamma_2)}{\nu^2 \gamma_1}, \frac{H}{d_0} \right]. \quad (12)$$

Критерий же $d_0^2/a\tau_2$ зависит от степени охлаждения и перемешивания жидкости вблизи центра парообразования в период роста и отрыва пузыря, т. е. от критериев уравнения (12). Учитывая это последнее обстоятельство, а также (12) и (10) вместо (8), получим:

$$\frac{t - t_s}{\Delta t} = f_3 \left[\frac{\tau}{\tau_0}, \frac{x}{d_0}, \frac{y}{d_0}, \frac{\xi}{d_0}, \frac{\nu}{a}, \frac{\gamma_1 c \Delta t}{\gamma_2 r}, \frac{gd_0^3(\gamma_1 - \gamma_2)}{\nu^2 \gamma_1}, \frac{H}{d_0} \right]. \quad (13)$$

Подставляя (13) в (2), будем иметь:

$$Q' = \frac{\lambda}{d_0} \Delta t d_0^2 \tau_0 f_4 \left[\frac{v}{a}, \frac{\gamma_1 c \Delta t}{\gamma_2 r}, \frac{g d_0^3 (\gamma_1 - \gamma_2)}{v^2 \gamma_1}, \frac{H}{d_0} \right]. \quad (14)$$

В связи с (14) уравнение (1) принимает вид:

$$\frac{\alpha d_0}{\lambda} = d_0^2 z f_5 \left[\frac{v}{a}, \frac{\gamma_1 c \Delta t}{\gamma_2 r}, \frac{g d_0^3 (\gamma_1 - \gamma_2)}{v^2 \gamma_1}, \frac{H}{d_0} \right]. \quad (15)$$

В (15), как и в (1), не учитывается взаимное влияние центров парообразования. При учете этого влияния вместо (15) можно написать:

$$\frac{\alpha d_0}{\lambda} = \varphi(d_0, z) f_5 \left(\frac{v}{a}, \dots \right). \quad (16)$$

Для выражения аргумента $\varphi(d_0, z)$ через физические константы жидкости обратимся к уравнению Лапласа

$$\delta p = p_1 - p = 2\sigma/\rho, \quad (17)$$

свидетельствующему, что давление пара p_1 в области паровой фазы превышает давление p в окружающей жидкости на $2\sigma/\rho$, где ρ — радиус кривизны границы раздела между паром и жидкостью. При зарождении паровой фазы в центре парообразования радиусом кривизны границы раздела между паром и жидкостью является радиус ρ_0 кривизны бугорка шероховатости, причем давлению p_1 соответствует температура насыщения $(t_s)_1 = t_w$. Давлению же p соответствует температура t_s . Поэтому

$$\delta p = p' \Delta t + p'' \Delta t^2 / 2 + \dots \cong p' \Delta t, \quad (18)$$

где по Клапейрону — Клаузиусу

$$p' = \left(\frac{dp}{dt} \right)_s = \frac{r \gamma_1 \gamma_2}{A T_s (\gamma_1 - \gamma_2)}, \quad (19)$$

T_s °К — температура насыщения, A кал./кг·м — тепловой эквивалент работы. Из (17) и (18) найдем, что

$$\rho_0 \cong 2\sigma/p' \Delta t. \quad (20)$$

Уравнение (20) свидетельствует, что с повышением температурного напора Δt в качестве центров парообразования начинают действовать более мелкие бугорки шероховатости, вследствие чего общее число центров z повышается. Поэтому

$$z = \Psi(\rho_0). \quad (21)$$

Имея в виду, что в (16) $\varphi(d_0, z)$ является величиной безразмерной, и учитывая (21) и (20), получим:

$$\varphi(d_0, z) = \varphi_1(d_0/\rho_0) = \varphi_1(p' d_0 \Delta t / \sigma). \quad (22)$$

Подставляя (22) в (16), будем иметь:

$$\frac{\alpha d_0}{\lambda} = f_6 \left[\frac{v}{a}, \frac{p' d_0 \Delta t}{\sigma}, \frac{\gamma_1 c z}{\gamma_2 r p' d_0}, \frac{g d_0^3 (\gamma_1 - \gamma_2)}{v^2 \gamma_1}, \frac{H}{d_0} \right] \quad (23)$$

или, что то же:

$$\frac{\alpha d_0}{\lambda} = f_7 \left[\frac{v}{a}, \frac{p' d_0^2 \gamma}{\lambda \sigma}, \frac{\gamma_1 c z}{\gamma_2 r p' d_0}, \frac{g d_0^3 (\gamma_1 - \gamma_2)}{v^2 \gamma_1}, \frac{H}{d_0} \right]. \quad (24)$$

Критериями правой части уравнения (24) определяется процесс кипения в целом. Следовательно, этими же критериями определяется переход пузырчатого режима кипения в пленочный при критической тепловой нагрузке $q_{кр}$. Поэтому

$$\frac{p'd_0^2}{\lambda\sigma} q_{кр} = f_8 \left[\frac{\nu}{a}, \frac{\gamma_1 c\sigma}{\gamma_2 r p' d_0}, \frac{g a_0^3 (\gamma_1 - \gamma_2)}{\nu^2 \gamma_1}, \frac{H}{d_0} \right]. \quad (25)$$

По опытам Якоба и Линке (1) при $H \gg d_0$ влияние высоты H слоя жидкости над поверхностью нагрева практически не проявляется. Благодаря этому с H/d_0 в (24) и (25) практически можно не считаться. В связи с упомянутыми результатами опытов Якоба и Линке в (24)

можно опустить также критерий $\frac{g d_0^3 (\gamma_1 - \gamma_2)}{\nu^2 \gamma_1}$, характеризующий скорость подъема пузырька пара. Поэтому вместо (24) и (25) можно написать:

$$\frac{\alpha d_0}{\lambda} = F_1 \left[\frac{\nu}{a}, \frac{q' d_0^2 q}{\lambda\sigma}, \frac{\gamma_1 c\sigma}{\gamma_2 r p' d_0} \right], \quad (26)$$

$$\frac{p'd_0^2}{\lambda\sigma} q_{кр} = F_2 \left[\frac{\nu}{a}, \frac{\gamma_1 c\sigma}{\gamma_2 r p' d_0}, \frac{g d_0^3 (\gamma_1 - \gamma_2)}{\nu^2 \gamma_1} \right]. \quad (27)$$

Из сопоставления (26) и (27) с обширными опытными данными Чикелли и Бониллы (2) и Бронлича (3) следует, что зависимость α и $q_{кр}$ от физических констант жидкости при кипении на хромированной поверхности приближенно выражается уравнениями:

$$\frac{\alpha \delta}{\lambda} = 0,0825 \left(\frac{a}{\nu} \right)^{0,5} \left(\frac{p' \delta^2 q}{\lambda\sigma} \right)^{0,70} \left(\frac{\gamma_1 c\sigma}{\gamma_2 r p' \delta} \right)^{0,333}, \quad (28)$$

$$\frac{p' \delta^2}{\lambda\sigma} q_{кр} = 855 \left(\frac{\nu}{a} \right)^{0,50} \left(\frac{\gamma_1 r p' \delta}{\gamma_1 c\sigma} \right)^{0,663} \left[\frac{g \delta^3 (\gamma_1 - \gamma_2)}{\nu^2 \gamma_1} \right]^{0,25}, \quad (29)$$

где $\delta = \sqrt{\sigma / (\gamma_1 - \gamma_2)}$. В размерной форме значения α и $q_{кр}$ выражаются формулами:

$$\alpha = 4,0 \cdot 10^{-3} \frac{\lambda^{0,8} \gamma_1^{0,7} (\gamma_2 r)^{0,633} q^{0,7}}{\mu^{0,5} (\gamma_1 - \gamma_2)^{0,4} T_s^{0,37} c^{3/4} \sigma^{1/4}} \text{ ккал./м}^2 \text{час } ^\circ\text{C}, \quad (30)$$

$$q_{кр} = 12\,000 \frac{\lambda^{0,5} (\gamma_1 - \gamma_2)^{7/8} (\gamma_2 r T_s)^{1/8} \sigma^{3/8}}{\gamma_1^{3/4} c^{1/4}} \text{ ккал./м}^2 \text{час}. \quad (31)$$

Из уравнений (9), (28), (29) следует, что приближенно коэффициент теплоотдачи α пропорционален $\theta^{0,07}$, а критическая тепловая нагрузка $q_{кр}$ пропорциональна $\theta^{-0,55}$. Это заключение, как и уравнения (21)–(31), относится, однако, к кипению жидкостей при $\theta < 90^\circ$. В противном случае, т. е. при $\theta > 90^\circ$ (например при кипении ртути, когда $\theta = 135^\circ$), характерным является пленочный режим при всех тепловых нагрузках q , превышающих нагрузки чисто конвективного теплообмена.

Поступило
15 VIII 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ M. Jakob u. W. Linke, Phys. Z., No. 8 (1935). ² M. Cichelli and C. Bonilla, Trans. Am. Inst. Chem. Eng., No. 6 (1945). ³ W. McAdams, Heat Transmission, 1942, p. 309.