



К обобщению опытных данных по критическим тепловым нагрузкам при вынужденном движении недогретой воды

Б. А. Зенкевич

Теоретически предсказывается упрощение для низких давлений критериального уравнения, предложенного автором [2] на основе обобщения опытных данных по критическим тепловым нагрузкам при вынужденном движении недогретой до кипения воды в интервале давлений 100—210 *атм*.

Показана возможность применения ранее предложенного критериального уравнения для более широкого интервала давлений, а именно 35—210 *атм*.

Вместе с тем обработка опубликованных опытных данных по $q_{кр}$ для низких давлений подтверждает теоретический вывод о вырождении функциональных связей между определяемым критерием и двумя определяющими критериями при давлениях воды, близких к атмосферному, вследствие чего критериальное уравнение для этого случая имеет значительно более простой вид. Расчетная формула, полученная на основе этого уравнения, рекомендуется для интервала давлений 1—15 *атм*.

Система уравнений, описывающая условия механического, теплового и материального взаимодействия паровой и жидкой фаз на границе их раздела при пленочном кипении, соответствующем кризису в кипении при вынужденном движении недогретой воды, включает в себя¹:

а) уравнение равновесия механических сил

$$\frac{W_x \gamma}{g} (W_x'' - W_x) = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + \mu \left(2 \frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_x}{\partial y} + \frac{\partial W_x}{\partial z} \right); \quad (1)$$

б) уравнение теплового баланса

$$(q_{кр})_x = W_x'' \gamma'' r + c_p \Delta t_n W_x \gamma; \quad (2)$$

в) уравнение материального баланса

$$W_x'' \gamma'' = W_x \gamma. \quad (3)$$

В этих уравнениях знаки интегралов, обозначающие суммарно-статистическое рассмотрение равновесия границы раздела, опущены.

Используя уравнение (3), уравнение (1) можно привести к виду

$$\frac{W_x'' \gamma''}{g} - \frac{W_x \gamma}{g} = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + \mu \left(2 \frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_x}{\partial y} + \frac{\partial W_x}{\partial z} \right) \quad (4)$$

или, что то же самое,

$$\frac{W_x'' \gamma''}{g} - \frac{\gamma''}{\gamma} \cdot \frac{W_x \gamma}{g} = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + \mu \left(2 \frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_x}{\partial y} + \frac{\partial W_x}{\partial z} \right). \quad (5)$$

Как было показано в работе [2], опытные данные по критическим тепловым нагрузкам при вынужденном движении недогретой воды в интервале давлений 100—210 *атм* удовлетворительно обобщаются с помощью следующих критериев подобия, полученных из системы уравнений (1) — (3) или (2) — (4):

$$K = \frac{q_{кр}}{r} \sqrt{\frac{\nu}{\sigma g W_g}}; \quad K_1 = \frac{\gamma''}{\gamma_n};$$

$$K_2 = \frac{i_s - i_n}{r}; \quad R = \frac{W_g}{\gamma_n \nu} \sqrt{\frac{\sigma}{\gamma' - \gamma''}}. \quad (6)$$

¹ Принятые обозначения приведены в работе [2].

Из уравнения (5) следует, что при очень малых значениях отношения $\frac{\gamma^*}{\gamma}$ (т. е. при давлениях, близких к атмосферному) вторым членом уравнения (5) или (4) можно пренебречь. Тогда уравнение равновесия механических сил на границе раздела фаз при критическом режиме кипения может быть записано в виде

$$\frac{W_x^2 \gamma^*}{g} = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + \mu \left(2 \frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_x}{\partial y} + \frac{\partial W_x}{\partial z} \right). \quad (7)$$

Физический смысл пренебрежения вторым членом уравнения (5) или (4) заключается в том, что при низком давлении, т. е. при малых значениях $\frac{\gamma^*}{\gamma}$, реактивная сила, возникающая на границе раздела фаз вследствие фазового превращения, практически целиком определяется количеством движения потока паровой фазы, а количество движения потока жидкой фазы по сравнению с первым крайне мало.

Уравнения (7), (2) и (3) при обработке их методами теории подобия дают следующие первичные критерии подобия:

$$\left\{ \frac{W_x^2 \gamma^* l}{g \sigma}; \frac{\mu W}{\sigma}; \frac{q_{кр}}{r W_x^2 \gamma^*}; \frac{c_p \Delta t_n W \gamma}{r W_x^2 \gamma^*}; \frac{W_x^2 \gamma^*}{W \gamma} \right\}. \quad (8)$$

Система критериев (8) преобразуется к виду

$$\left\{ \frac{W_x^2 \gamma^* l}{g \sigma}; \frac{q_{кр}}{r W_x^2 \gamma^*}; \frac{W_x^2 \gamma^*}{W \gamma}; \frac{q_{кр}}{r} \sqrt{\frac{v}{g W g}}; \frac{c_p \Delta t_n}{r} \right\}. \quad (9)$$

В этой системе только последний критерий составлен из величин, которые могут быть заданы, и поэтому он определяющий. Все остальные критерии системы (9) определяемые. Не рассматривая первые три критерия, на основании третьей теоремы тео-

1 Величина отношения $\frac{\gamma^*}{\gamma}$ показывает, какую долю составляет количество движения потока жидкой фазы от количества движения потока паровой фазы.

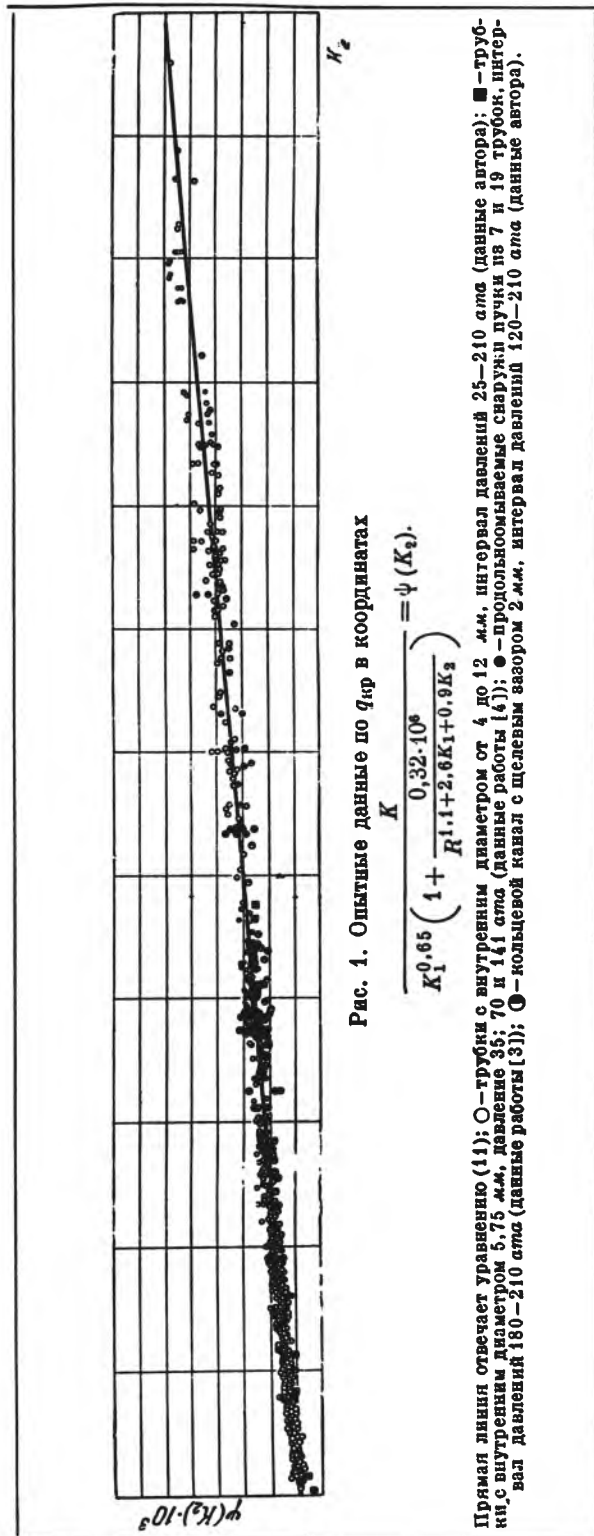


Рис. 1. Опытные данные по $q_{кр}$ в координатах

Прямая линия отвечает уравнению (11); ○ — трубки с внутренним диаметром от 4 до 12 мм, интервал давлений 25–210 атм (данные автора); ■ — трубки с внутренним диаметром 5.75 мм, давление 35; 70 и 141 атм (данные работы [4]); ● — продольноохлаждаемые наружные пучки из 7 и 19 трубок, интервал давлений 180–210 атм (данные работы [3]); ○ — кольцевой канал с псевдопериодическим зазором 2 мм, интервал давлений 120–210 атм (данные автора).

рии подобия Кирпичева — Гухмана можно написать уравнение

$$\frac{q_{кр}}{r} \sqrt{\frac{\nu}{\sigma g W_g}} = \Psi_1 \left(\frac{c_p \Delta t_H}{r} \right). \quad (10)$$

Из сказанного следует, что по мере снижения давления функциональные связи между определяемым критерием K и определяющими критериями K_1 и R должны выражаться и на основании соотношения (10) опытные данные по критическим тепловым нагрузкам при вынужденном движении недогретой воды должны обобщаться с помощью критериев K и K_2 , из которых первый определяемый.

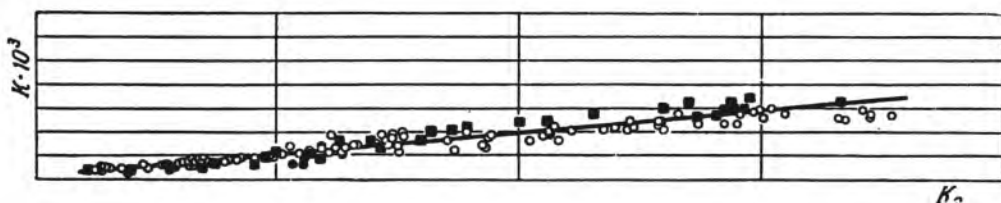


Рис. 2. Опытные данные по $q_{кр}$ в координатах $K = \psi_1(K_2)$.

● — кольцевой канал с щелевым зазором 6,6 мм, интервал давлений 2,1—6,3 ата (данные работы [5]); ■ — канал прямоугольного сечения 12,5×5 мм с ленточным нагревателем в центре, интервал давлений 1—11,5 ата (данные работы [6]); ○ — кольцевой канал с щелевым зазором от 2 до 5,6 мм, интервал 1—22 ата (данные работы [7]); ◐ — графитовые пластины, расположенные вдоль оси рабочей трубы, давление 1 ата (данные работы [8]).

Для установления интервалов давлений, в которых опытные данные обобщаются либо с помощью критериев системы (6), либо критериев соотношения (10), были обработаны соответствующие опытные данные.

На рис. 1 в координатах критериального уравнения

$$K = K_1^{0.65} (95 + 420 K_2) \left(1 + \frac{0.32 \cdot 10^6}{R^{1.1+2.6K_1+0.9K_2}} \right) \times 10^{-5} \quad (11)$$

для интервала давлений 25—210 ата представлены опытные данные по $q_{кр}$, полученные при движении воды в каналах с различной геометрией¹ (для построения графика было использовано свыше 1400 опытных точек). Как видно из рисунка, опытные данные в упомянутом интервале давлений удовлетворительно обобщаются с помощью критериев системы (6).

¹ Опыты автора при $p < 100$ ата проведены на тех же трубках и по той же методике, что и в работе [1].

Обработка опытных данных по $q_{кр}$, заимствованных у разных авторов, в области давлений от атмосферного до 22 ата показала, что эти данные совершенно не описываются критериальным уравнением (11). Однако они удовлетворительно обобщаются с помощью критериев соотношения (10), что иллюстрируется графиком рис. 2. Прямая линия, усредняющая опытные точки, отвечает уравнению

$$K = (2,5 + 184 K_2) \cdot 10^{-5}. \quad (12)$$

Размерная форма уравнения (12) имеет вид

$$q_{кр} = r \sqrt{\frac{\sigma g W_g}{\nu}} (2,5 + 184 K_2) \cdot 10^{-5} \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час}}. \quad (13)$$

Результаты обработки опытных данных, представленные на рис. 2, в первом приближении подтверждают теоретический вывод о выражении функциональных связей между определяемым критерием K и определяющими критериями K_1 и R при низких давлениях.

Необходимо иметь в виду, что резкой границы между интервалами применения уравнений (11) и (12) провести нельзя. Анализ (сопоставление расчетных и опытных значений $q_{кр}$) показал, что уравнение (11) применимо для интервала давлений ~ 35 —210 ата, а уравнение (12) — для интервала давлений ~ 1 —15 ата. Интервал давлений $15 < p < 35$ ата следует считать переходным.

Из анализа формулы (13) следует, что изменение давления воды в интервале ~ 1 —20 ата при прочих равных условиях почти не должно сказываться на величине $q_{кр}$, так как влияния изменений физических параметров воды r , σ и ν в этом интервале давлений приблизительно взаимно компенсируются. Отсутствие влияния давления

было отмечено Мак-Адамсом [5] ($p=2,1-6,3$ *ата*), Гюнтером [6] ($p=1-11,5$ *ата*). В опытах Чиркина и Юкина [7] ($p=1-22$ *ата*) влияние давления также практически не обнаружено.

На рис. 3 представлены графические зависимости $K=\varphi(R)$ для различных давлений (т. е. различных K_1) с приблизительно постоянными для каждой серии опытных точек значениями $K_2 \approx 0,1$. Из графика

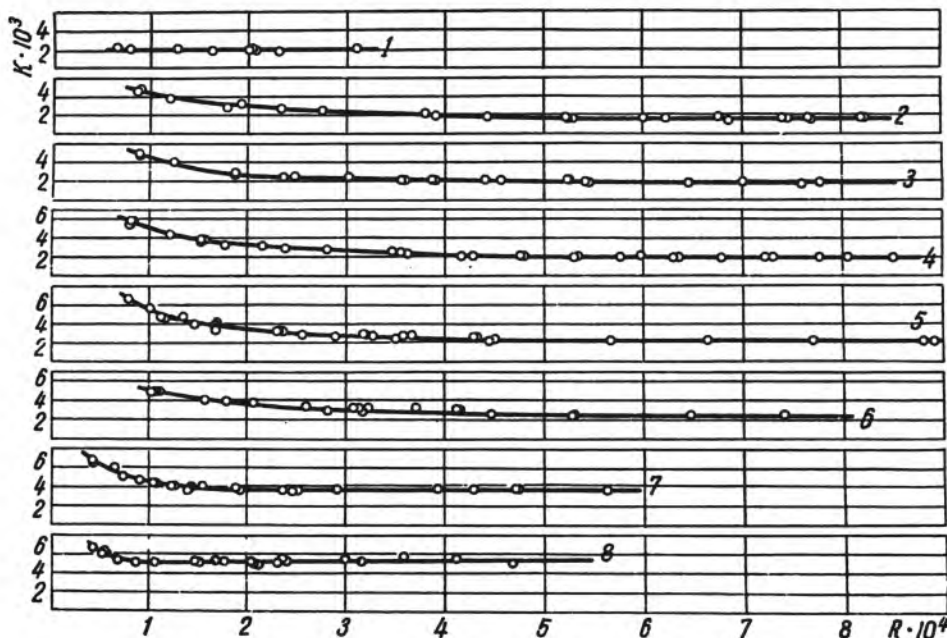


Рис. 3. Зависимости $K=\varphi(R)$ при средних параметрах:

1— $p=1$ <i>ата</i> ;	$\Delta t_H=54,4^\circ \text{C}$;	$K_1=5,91 \cdot 10^{-4}$;	$K_2=0,1$ [6], [7] ¹ ;
2— $p=30$ <i>ата</i> ;	$\Delta t_H=37,2^\circ \text{C}$;	$K_1=0,017$;	$K_2=0,096$;
3— $p=40$ <i>ата</i> ;	$\Delta t_H=37^\circ \text{C}$;	$K_1=0,023$;	$K_2=0,100$;
4— $p=60$ <i>ата</i> ;	$\Delta t_H=31,6^\circ \text{C}$;	$K_1=0,037$;	$K_2=0,100$;
5— $p=80$ <i>ата</i> ;	$\Delta t_H=27,7^\circ \text{C}$;	$K_1=0,0537$;	$K_2=0,100$;
6— $p=100$ <i>ата</i> ;	$\Delta t_H=24,8^\circ \text{C}$;	$K_1=0,0788$;	$K_2=0,105$;
7— $p=140$ <i>ата</i> ;	$\Delta t_H=15,3^\circ \text{C}$;	$K_1=0,126$;	$K_2=0,100$;
8— $p=180$ <i>ата</i> ;	$\Delta t_H=9,1^\circ \text{C}$;	$K_1=0,214$;	$K_2=0,108$;

¹ Из работы [7] заимствованы опытные точки, полученные на рабочих участках с целевым зазором $\delta \geq 2,3$ мм.

Обращает на себя внимание крайне сложный характер связи между критериями K и R , возникающей при изменении давления в широком интервале. Как было отмечено в работе [2], степень влияния R на K находится в обратной зависимости от численных значений критериев K_1 и K_2 . Однако, как следует из вышеизложенного, при очень малых значениях K_1 влияние R на K почти полностью исчезает.

видно, что при снижении давления от 180 до 80 *ата* влияние R на K усиливается, при $p < 60$ *ата* становится слабее и при $p=1$ *ата* уже не обнаруживается.

В проведении специальных опытов и обработке данных принимали участие О. Л. Песков, Н. Д. Сергеев, З. Ф. Дерюгина и Н. А. Гущина.

Поступила в Редакцию 18/VI 1958 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Зенкевич, В. И. Субботин. Атомная энергия, III, 149 (1957).
2. Б. А. Зенкевич. Атомная энергия, IV, 74 (1958).
3. Б. А. Зенкевич, В. И. Субботин, М. Ф. Троянов. Атомная энергия, IV, 370 (1958).
4. H. F. Buchberg et al. Studies in Boiling Heat Transfer. AEC USA NAT-11-1-Gen-9, March 1951.
5. W. H. McAdams et al. Ind. and Eng. Chem., 41, 1945 (1949).
6. F. C. Günther. Trans. ASME, 73, 115 (1951).
7. В. С. Чиркин, В. П. Юкин, Ж. техн. физ., 22, № 7, 1542 (1956).
8. С. С. Кутателадзе, В. М. Боршанский. Энергомашиностроение, № 2, 10 (1957).

