

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Хлопушин, Н. В. Тарасова, Гидравлическое сопротивление при поверхностном кипении воды в трубе с произвольным распределением теплового потока, *ТВТ*, 1972, том 10, выпуск 3, 671–674

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.238.202.29

10 ноября 2024 г., 18:07:25



Решение системы (21) с учетом (22), (23) имеет вид

$$a_k(F_0) = \begin{cases} 1 & \text{при } k = 0, \\ 2 \int_0^{F_0} \frac{K_w(\xi)}{\gamma_k I_1(\gamma_k)} \exp \left\{ - \int_{\xi}^{F_0} [K_w(\eta) + \gamma_k^2] d\eta \right\} d\xi. \end{cases}$$

Таким образом, профиль скорости при произвольном изменении расхода во времени описывается выражением

$$U(R, F_0) + 2(1 - R^2) - 4 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_k^2} \left[ 1 - \frac{I_0(\gamma_k R)}{I_0(\gamma_k)} \right] \times \\ \times \int_0^{F_0} K_w(\xi) \exp \left\{ - \int_{\xi}^{F_0} [K_w(\eta) + \gamma_k^2] d\eta \right\} d\xi. \quad (24)$$

Рис. 1—3 иллюстрируют перестройку поля скорости для трех элементарных законов изменения расхода: скачкообразного, линейного, экспоненциального.

Характерно, что если для скачкообразного и линейного законов изменения расхода профиля скорости  $U(R, F_0)$  с ростом времени стремится к параболическому профилю (рис. 1, 2), то для экспоненциального закона через некоторое время устанавливается профиль скорости  $U$ , отличный от параболического (рис. 3). С помощью формулы (24) можно рассчитать и другие гидродинамические характеристики нестационарных потоков (коэффициент сопротивления, коэффициенты неравномерности и т. д.) для любого закона изменения расхода.

Всесоюзный теплотехнический институт  
им. Ф. Э. Дзержинского

Поступило в редакцию  
19 XI 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ю. Н. Кузнецов, И. С. Коченов, Сб. докладов конференции НТОЭП ВТИ, 1969.

УДК 536.4

### ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ПОВЕРХНОСТНОМ КИПЕНИИ ВОДЫ В ТРУБЕ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

*В. И. Хлопушин, Н. В. Тарасова*

Большинство теплообменных аппаратов работает при неравномерном распределении удельного теплового потока по длине капала. Учитывая потребности практики, в [1] было проведено исследование гидравлического сопротивления при кипении нагретой воды в вертикальных трубах при монотонно возрастающих или убывающих законах изменения теплового потока.

В данной работе проведено исследование гидравлического сопротивления при скачком изменении теплового потока вдоль поверхности нагрева.

Исследование проводилось на установке прямооточного типа. Вода, нагретая до температуры насыщения, поступала снизу в вертикально расположенный участок, а затем сбрасывалась в открытый дренаж или мерный бачок. Экспериментальный участок представлял собой трубку из нержавеющей стали с внутренним диаметром 6,45 мм. Опыты проводились при давлениях 98,0 и 176,4 бар, массовых скоростях  $\rho w = 1000 \div 3000 \text{ кг/м}^2 \text{сек}$  и максимальных значениях удельного теплового потока  $q$  от  $0,7 \cdot 10^6$  до  $1,75 \cdot 10^6 \text{ вт/м}^2$ . Неравномерная тепловая нагрузка в экспериментальном участке создавалась пропусканием постоянного электрического тока через стенку трубы, имеющую переменную толщину по длине, что обеспечивало получение заданного закона изменения удельного теплового потока. Характер изменения  $q$  по длине показан на рис. 1. Изменение теплового потока по длине было аппроксимировано по трем законам:

линейному для I участка

$$q = q_{\text{макс}} \left( 0,51 + 1,66 \frac{x}{l_{\text{проф}}} \right) \quad \text{при} \quad 0 < \frac{x}{l_{\text{проф}}} < 0,22; \quad (1)$$

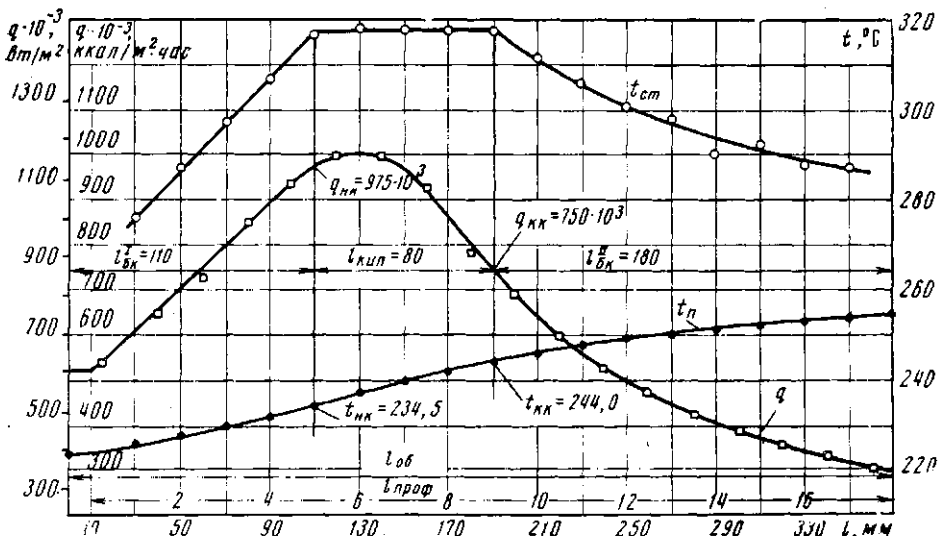


Рис. 1. Изменение  $t_{\text{ст}}$ ,  $t_{\text{п}}$  и  $q$  по длине профилированного участка при поверхностном кипении,  $p = 98$  бар;  $q_{\text{макс}} = 1\,200\,000$   $\text{вт/м}^2$ ;  $d_{\text{вн}} = 6,46$  мм

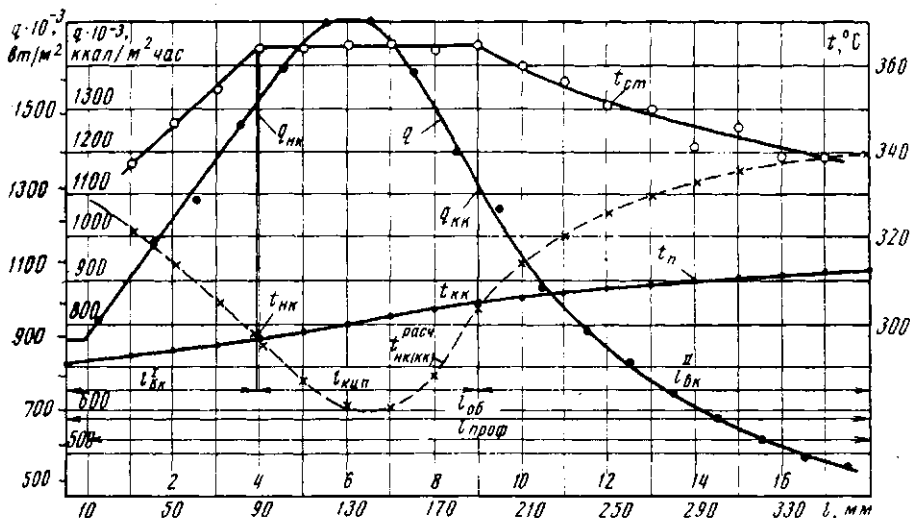


Рис. 2. Сравнение опытных и расчетных значений  $t_{\text{в,н}}$  и  $t_{\text{в,к}}$

синусоидальному для II участка

$$q = q_{\text{макс}} \left[ 0,88 + 0,12 \sin \pi \left( 4,5 \frac{x}{l_{\text{проф}}} - 1 \right) \right] \quad \text{при} \quad 0,22 < \frac{x}{l_{\text{проф}}} < 0,44 \quad (2)$$

и гиперболическому для III участка

$$q = q_{\text{макс}} \left( 3,90 \frac{x}{l_{\text{проф}}} - 0,59 \right)^{-1} \quad \text{при} \quad 0,44 < \frac{x}{l_{\text{проф}}} < 1,0. \quad (3)$$

Здесь  $l_{\text{проф}}$  — длина профилированной части участка;  $x$  — текущая координата.

Общая длина экспериментальной трубы составляла 1130 мм. Участок с неравномерным распределением теплового потока имел длину  $l_{\text{проф}}$ , равную 360 мм. Профилированная часть трубы разбивалась на 18 участков, в каждом из которых устанавливалась хромель-алюмелевая термопара для измерения температуры стенки.

Количество тепла, выделившееся на каждом из 18 участков профилированной части трубы, определялось расчетным путем по измеренным значениям силы тока и электрического сопротивления каждого участка с учетом изменения температуры. Среднее значение теплового потока на участке определялось как отношение выделившегося количества тепла к теплоотдающей поверхности данного участка. Принималось, что средняя по длине каждого участка величина  $q$  равна локальному значению теплового потока в середине этого участка. Подробное описание установки и методики измерений приведено в [1].

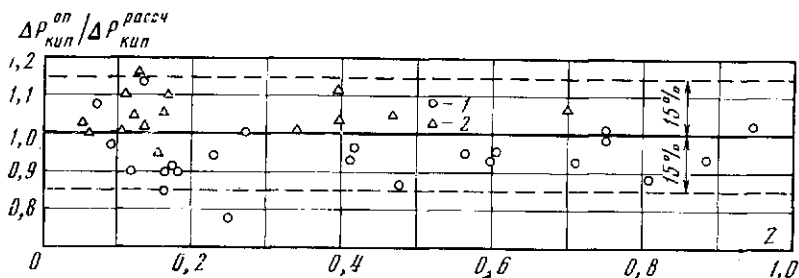


Рис. 3. Сравнение опытных и расчетных значений перепадов давления:

1 — 98 бар; 2 — 176,4 бар

Опыты проводились сериями, каждая при постоянных значениях давления, массовой скорости и теплового потока. От опыта к опыту изменялась только температура воды на входе в экспериментальный участок. Температура на входе выбиралась таким образом, чтобы сначала обеспечить режим без кипения, а затем режимы с поверхностным кипением. Для каждого опыта построены графики изменения температуры стенки  $t_{ст}$ , температуры потока  $t_n$  и удельного теплового потока  $q$  по длине трубы. На рис 1 показан график для опыта с поверхностным кипением.

Принималось, что кипение начинается в сечении трубы, где температура стенки прекращает свой рост и принимает постоянное значение. Уменьшение  $q$  по длине трубы приводит к некоторому уменьшению  $t_{ст}$ , в результате чего температурный папор у стенки становится недостаточным для поддержания парообразования, и кипение прекращается.

Поверхностное кипение начиналось обычно в области максимальных значений  $q$  и длина участка с поверхностным кипением  $l_{кип}$  увеличивалась при росте  $t_{вх}$ . Среднекалориметрические значения температуры потока в сечении, где началось кипение  $t_{н.к.}$  и в сечении, где оно прекращалось  $t_{к.к.}$ , локальные значения удельных тепловых потоков  $q_{н.к.}$  и  $q_{к.к.}$  а также длины участков без кипения  $l_{б.к.}$  и с кипением  $l_{кип}$  определялись для каждого опыта непосредственно по графикам рис. 2.

Потеря давления на экспериментальной трубе  $\Delta p_{оп}$  определялась как сумма перепадов  $\Delta p_1$ , измеренного на дифманометре, и  $\Delta p_2$ , обусловленного разностью плотностей потока в экспериментальной трубе и воды в соединительных линиях. Потеря давления на профилированной части  $\Delta p_{об}$  определялась как разность между  $\Delta p_{оп}$  и  $\Sigma \Delta p'$  на участках между отборами давления и профилированной частью на входе и выходе трубы. При расчете  $\Delta p_2$  плотность потока определялась с учетом паросодержания в кипящем неогретом потоке. Истинное объемное паросодержание  $\phi$  рассчитывалось по формуле

$$\phi = (0,27 / p^{0,55}) (\bar{q} / \rho w)^{0,3} Z^3, \quad (4)$$

где  $p$  — давление среды, бар;  $\bar{q}$  — средний удельный тепловой поток,  $вт/м^2$ ;  $\rho w$  — массовая скорость,  $кг/м^2сек$ ;  $Z = (i_{н.к.} - i_{п.к.}) / (i' - i_{п.к.})$  от 0 до 1,0.

Формула (4) является эмпирической и получена для условий равномерного распределения величины удельного теплового потока по длине трубы в результате обобщения опытных данных [2—4]. При расчете для сложного закона изменения  $q$  принималась среднеинтегральная величина теплового потока  $\bar{q}$  по длине кипящего канала.

Гидравлическое сопротивление на участке с поверхностным кипением  $\Delta p_{кип}$  определялось как разность  $\Delta p_{об}$  и перепадов давления  $\Delta p_{б.к.}^{вх}$  и  $\Delta p_{б.к.}^{вых}$  на участках без кипения на входе и выходе. Перепад давления  $\Delta p_{кип}$  представляет собой сумму перепадов на трение и ускорение.

В [1] получено, что значения перепада давления  $\Delta p_{кип}$  на участках с поверхностным кипением при различных законах изменения теплового потока будут одинаковыми (при одинаковых  $p$  и  $\rho w$ ), если равны среднеинтегральные значения удельного теплового потока на этих участках и если равны относительные интенсивности парообразования  $Z = (i_{н.к.} - i_{п.к.}) / (i' - i_{п.к.})$ . Это дало возможность использовать для расчета перепада давления  $\Delta p_{кип}$  при сложном законе изменения  $q$  по длине зависимость, полученную для равномерного распределения теплового потока. Учас-

ток, на котором происходит поверхностное кипение при сложном законе изменения  $q$ , заменяется при этом эквивалентным участком с равномерным распределением удельного теплового потока, равного среднеинтегральному значению  $\bar{q}$  на кипящем участке.

Нами проделан расчет  $\Delta r_{\text{кин}}$  по предложенной в [1] методике для случая сложного распределения теплового потока. Для определения длины кипящего участка  $l_{\text{кин}}$  необходимо знать температуры начала  $t_{\text{н.к}}$  и прекращения кипения  $t_{\text{к.к}}$ . Для этого рассматривались в 17 сечениях по локальным значениям  $q$  соответствующие величины  $t_{\text{н.к}}$  на участке с возрастающим тепловым потоком и величины  $t_{\text{к.к}}$  на участке с убывающим тепловым потоком, показанные на рис. 2.

Температура начала кипения на эквивалентном участке для равномерного распределения теплового потока естественно получается иной, чем действительная  $t_{\text{н.к}}$  на участке со сложным законом изменения  $q$ .

Опытные и расчетные значения перепада давления (рис. 3) согласуются в основном в пределах  $\pm 15\%$ . Следовательно, полученная в работе [1] методика расчета перепада давления для монотонно убывающего или возрастающего теплового потока может применяться в первом приближении и для произвольного распределения удельного теплового потока по длине трубы.

Всесоюзный теплотехнический институт  
им. Ф. Э. Дзержинского

Поступило в редакцию  
29 VII 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. В. Тарасова, В. И. Хлопушин, Л. В. Воронина. Теплоэнергетика, № 6, 1968.
2. Д. А. Лабунцов, Б. А. Кольчугин, Э. А. Захарова. Теплоэнергетика, № 4, 1965.
3. Г. Г. Бартоломей, В. М. Чантурян. Теплоэнергетика, № 2, 1967.
4. Раухани. Теплопередача, № 3, 1968.

УДК 536.423.15

### МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ НАСЫЩЕННОГО ПАРА ВЫСОКОКИПАЮЩИХ ВЕЩЕСТВ

*Л. И. Чернешева, В. И. Проскурии*

Измерение давления насыщенного пара высококипящих веществ в области высоких температур и давлений известными статическими и динамическими методами — весьма сложная и трудоемкая задача. Основной сложностью статического метода является термостатирование системы: жидкость — пар, динамического (метод точек кипения) — размещение термопары вблизи уровня кипения жидкости и проведение измерений при условии слабой конденсации пара и при отсутствии в паре примеси инертного газа [1—3].

Разработанный метод относится к числу динамических и позволяет достаточно просто обеспечить необходимые условия измерения температуры насыщенного пара на всей кривой насыщения, за исключением области низких давлений. Сущность метода заключается в измерении температуры внутри находящейся под уровнем жидкости измерительной ячейки, в которой насыщенный пар, поступающий снизу при кипении жидкости, конденсируется из-за отвода тепла к подогретой жидкости, окружающей ячейку с боковой и верхней сторон. Заполнение ячейки насыщенным паром определяется по постоянству температуры при постоянном внешнем давлении и изменении количества подводимого к жидкости тепла.

Принципиальная схема измерительного устройства изображена на рис. 1. В нижней части столба исследуемой жидкости 5, находящейся в сосуде 1, расположен перевернутый вверх дном стакан 2, который образует измерительную ячейку, заполняющуюся насыщенным паром при кипении жидкости под ним. Использование перевернутого стакана, находящегося под уровнем жидкости и заполняющегося паром, было заимствовано из работы [4], в которой давление насыщенного пара жидкого хлорида висмута определялось по величине снижаемого давления аргона в момент визуально наблюдаемого появления пара в кварцевом перевернутом стакане, а температура насыщенного пара определялась на основании показаний термопары, установленной на наружной поверхности стенки сосуда с исследуемой жидкостью. В отличие от [4] внутри перевернутого стакана введены термопара 4 и дополнительный стакан 3 с отверстием в боковой стенке. Дополнительный стакан установлен так, что его дно находится выше нижнего края перевернутого стакана, а чувствительный элемент термопары расположен немного выше отверстия в стенке стакана. Тепло к столбу жидкости подводится снизу, от расположенного под дном сосуда электрического нагревателя 6, а боковая поверхность сосуда охлаждается. Такая схема подвода