

ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ КИПЕНИИ ЭТИЛОВОГО СПИРТА, НЕ ДОГРЕТОГО ДО ТЕМПЕРАТУРЫ НАСЫЩЕНИЯ, В ОБЛАСТИ БОЛЬШИХ СКОРОСТЕЙ ТЕЧЕНИЯ

В. И. Адамовский, С. С. Кутателадзе, Л. С. Штоколов

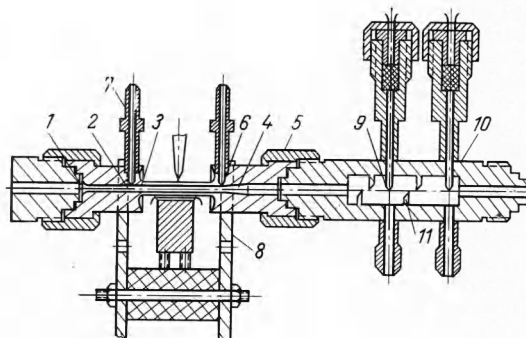
(Новосибирск)

Приводятся экспериментальные данные о гидравлическом сопротивлении потока ненасыщенной жидкости при кипении на стенке. Опыты охватывают диапазон скоростей от 50 до 210 м/сек.

В последнее время опубликованы работы [1-4] по изучению влияния процесса кипения на гидравлическое сопротивление при течении недогретой жидкости до температуры насыщения. Большинство этих исследований проведено с водой при относительно небольших скоростях течения ($W_g \leq 10^4$ кг/м²сек).

Ниже излагаются данные о гидравлическом сопротивлении при течении жидкости в трубах в весьма широком диапазоне скоростей и наличии кипения на стенке. В качестве рабочей среды использовался 96%-ный этиловый спирт ректификат.

Экспериментальная установка была выполнена в виде замкнутого контура высокого давления, состоящего из вспомогательного нагревателя, экспериментального участка, смесителя с термомпарами, холодильника, регулировочных вентилей и запорного резервуара. Циркуляция жидкости в контуре создавалась двумя трехплунжерными насосами высокого давления, соединенными последовательно с вспомогательным центробежным насосом.



Фиг. 1

Экспериментальные участки изготовлялись из нержавеющей стали 1X18H9T и легированной меди двух диаметров 2 и 3 мм длиной $l=15D$. Чистота гладких труб была 8-го — 9-го класса, шероховатые трубы имели D/Δ от 3000 до 12 000, что соответствовало Δ от 0.1 до 0.6 мк. На фиг. 1 представлена схема экспериментального участка, состоящего из конфузора 1, обогреваемого участка 3 и диффузора 4. Входная и выходная части экспериментального участка были изготовлены в виде массивных утолщений с накидными гайками 5, которыми участок присоединялся к контуру. Для измерения давления и гидравлического сопротивления в каждой из утолщенных частей экспериментального участка имелось по два радиальных отверстия 6 диаметром 0,4 мм, просверленных на расстоянии 0.5 мм от входа и выхода из обогреваемой части. Снаружи, в местах выхода отверстий, к участку были приварены штуцеры 7, к которым присоединялись импульсные трубки манометров. Наличие конфузора и диффузора на входе и выходе обеспечивало безотрывное течение жидкости в экспериментальном участке.

Из-за больших скоростей течения полное давление перед экспериментальным участком иногда превышало 300 бар, тогда как измеряемое статическое давление в самом участке менялось лишь в пределах 20—50 бар. В указанных условиях даже относительно небольшое влияние скоростного напора на величину измеряемого статического давления могло бы привести к значительной ошибке в определении гидравлического сопротивления и приведенного недогрева жидкости до температуры насыщения. Поэтому при изготовлении экспериментального участка было обращено особое внимание на качество обработки внутренних поверхностей, особенно в местах, где производилось измерение давлений. Для устранения заусенцев на внутренней стенке радиальных отверстий 6 сверлились до чистовой обработки экспериментального участка. Внутренние отверстия обогреваемого участка 3 обрабатывались с точностью 0.005 мм. Наличие в одном и том же сечении двух отверстий для отбора давлений, каждое из которых соединялось с отдельным манометром, позволяло при сопоставлении показаний двух манометров судить о качестве отбора давления. Участки считались пригодными для работы, если показания манометров полностью совпадали.

Экспериментальный участок обогревался переменным током низкого напряжения, подводимого к медным токоподводам 8 от понижающего трансформатора ОСУ-80. Регулировка тепловой нагрузки на участке производилась регулировочным трансформатором РОТ-25.

Во время опытов определялись тепловая нагрузка, гидравлическое сопротивление, давление, расход и температура жидкости на выходе из экспериментального участка.

Тепловая нагрузка определялась по мощности электрического тока, подводимого к экспериментальному участку, измеряемого астатическим ваттметром класса точности 0.2.

Давление и гидравлическое сопротивление экспериментального участка измерялись образцовыми манометрами класса точности 0,4, которые для повышения точности перед началом опытов градуировались на рабочее давление грузовым манометром МП-60 класса точности 0.05.

Расход жидкости, протекающей через экспериментальный участок, определялся по перепаду давления в дроссельном вентиле, измеряемому ртутным дифманометром. Перед проведением опытов вентиль открывался таким образом, чтобы обеспечить оптимальную для данных измерений разность уровней ртути. Затем при помощи мерного резервуара, трехходового крана и электросекундомера производилась градуировка дифманометра. После каждого опыта проводились контрольные градуировки. Опыты считались полноценными, если при повторных градуировках цена деления шкалы дифманометра изменялась не более чем на 1%. Температура жидкости измерялась на выходе из экспериментального участка тремя хромель-алюмелевыми термопарами 9 (фиг. 1), горячие спаи которых находились в потоке жидкости внутри смесителя 10. Э.д.с. термопар определялась полуавтоматическим потенциометром типа Р 2/1. Смеситель служил для получения равномерного температурного поля по сечению потока и представлял собой полый стальной цилиндр с поперечными полукруглыми перегородками 11, обеспечивавшими перемешивание жидкости. Последовательное расположение термопар в промежутках между перегородками позволяло по совпадению результатов измерений температуры в разных сечениях судить о качестве перемешивания жидкости в смесителе.

Опыты проводились при давлениях 20, 30, 40, 50 бар; весовых скоростях $1.75 \cdot 10^4$, $4 \cdot 10^4$, $5 \cdot 10^4$, $5.3 \cdot 10^4$, $5.8 \cdot 10^4$, $7 \cdot 10^4$, $8 \cdot 10^4$, $13.5 \cdot 10^4$ кг/м² сек и недогревах до температуры насыщения от 10 до 190° К. Указанные параметры соответствовали значениям чисел Рейнольдса от $2 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^6$.

Часть исследований проводилась на экспериментальном участке из стали 1Х18Н9Т, внутренняя поверхность которого была обработана разверткой. Результаты экспериментов, проведенных на указанном участке при изотермическом течении жидкости числах Рейнольдса R до $2 \cdot 10^6$, согласуются с данными Никурадзе для гладких труб.

Для изучения влияния шероховатости внутренние поверхности двух экспериментальных участков из нержавеющей стали были обработаны абразивными порошками с разными размерами зерен. Результаты измерений сопротивления указанных участков в изотермических условиях показали, что при числах $R > 3.2 \cdot 10^5$ для одного из них и $R > 5.7 \cdot 10^5$ для другого течение происходило так же, как в шероховатых трубах с однородной шероховатостью. Высота бугорков на внутренней поверхности соответствовала 0.25 и 0.60 мк.

Кроме того, использовались участки $D = 1.5$ и 2 мм из легированной меди с шероховатостью поверхности от 0.2 до 0.6 мк.

Опыты при неизотермических условиях проводились отдельными сериями, в которых давление и весовая скорость оставались неизменными. Переменными параметрами в каждой серии были либо недогрев, либо тепловая нагрузка. Значения последней изменялись от 0 до величины критического теплового потока. Результаты опытов были обработаны в виде зависимости приведенного коэффициента гидравлического сопротивления ξ^0 от приведенного теплового потока q^0 и безразмерного недогрева жидкости до температуры насыщения K_* . Приведенный коэффициент гидравлического сопротивления ξ^0 равен отношению коэффициента гидравлического сопротивления для неизотермического течения ξ к соответствующему коэффициенту гидравлического сопротивления в изотермических условиях ξ_0 .

Как показано в [5], зависимость критического теплового потока от недогрева жидкости при вынужденном движении может быть обобщена, если за приведенный параметр, определяющий влияние недогрева на критический тепловой поток, принять безразмерный комплекс

$$K_* = (i' - i) r^{-1} \sqrt{\rho / \rho'}$$

В [6] установлено существование при больших скоростях течения непосредственной связи между значениями критических тепловых потоков и величиной касательных напряжений на стенке. В связи с этим, по аналогии с кризисом кипения при вынужденном движении, в данной работе комплекс K_* использован в качестве обобщенного параметра, определяющего влияние недогрева на ξ^0 .

Влияние тепловой нагрузки на ξ^0 при кипении оценивалось значениями приведенных тепловых потоков q_0 , равных отношению потоков тепла на экспериментальном

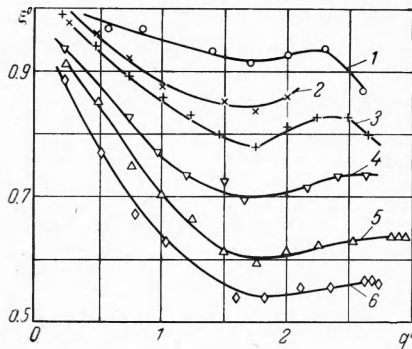
участке q к тепловым потокам q_0 , соответствовавшим началу кипения жидкости на греющей стенке, вычисленными по формуле для конвективного теплообмена без кипения

$$q_0 = 0.023 \frac{\lambda}{D} R^{0.8} P^{0.4} \left(\frac{\mu'}{\mu} \right)^{0.14} (T' - T)$$

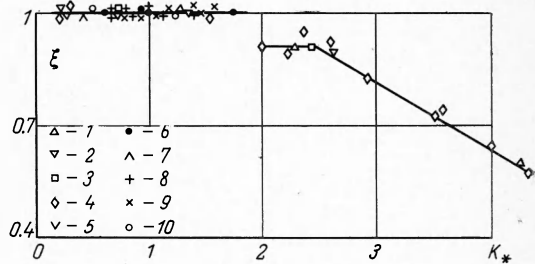
Первоначальная обработка полученных экспериментальных данных проводилась в виде зависимостей ξ^0 от q^0 , построенных отдельно для каждой весовой скорости и давления.

На фиг. 2 представлено одно из семейств кривых, соответствующих давлению 30 бар и весовой скорости $W_g = 5.8 \cdot 10^4$ кг/м²сек, в которых параметром является K_* , которое имеет следующие значения:

1 — 2.34, 2 — 2.6, 3 — 2.9
4 — 3.5, 5 — 4, 6 — 4.3



Фиг. 2



Фиг. 3

С увеличением q^0 от 0 до 1 наблюдается значительное снижение ξ^0 . В области $q^0 > 1$ зависимости ξ^0 от q^0 последовательно проходят через минимум и максимум. Максимумы кривых соответствуют предкризисному состоянию. При весовых скоростях $W_g \geq 4 \cdot 10^4$ кг/м²сек и величинах $1 < q^0$ относительное изменение значений ξ^0 между максимумом и минимумом каждой кривой не превышает 10%.

На фиг. 3 представлена зависимость ξ^0 (K_*) в момент, предшествующий кризису кипения, т. е. максимумам кривых ξ^0 (q^0). Ниже (см. табл.) приводим значения p , W_g и D/Δ для фиг. 3.

Гладкие трубы			Шероховатые трубы			
точки	p , бар	W_g , кг/м ² сек	точки	p , бар	W_g , кг/м ² сек	D/Δ
1	20	$4 \cdot 10^4$	6	30	$5.3 \cdot 10^4$	5000
2	30	$4 \cdot 10^4$	7	50	$8 \cdot 10^4$	3000
3	30	$5 \cdot 10^4$	8	30	$8 \cdot 10^4$	3000
4	30	$5 \cdot 10^4$	9	20	$8 \cdot 10^4$	3000
5	40	$7 \cdot 10^4$	10	30	$13.5 \cdot 10^4$	5000

По характеру зависимости ξ^0 от K_* закономерности изменения ξ^0 от q^0 можно разделить на три области: (1) $K_* < 0.2$, (2) $0.2 < K_* < 2$, (3) $K_* > 2$.

В настоящей работе рассматриваются только две последние области. Область значений $K_* < 0.2$, где вследствие малых недогревов происходит запаривание потока, требует дальнейшего изучения.

Из графика фиг. 3 видно, что перед кризисом кипения в области $0.2 < K_* < 2$ значения ξ^0 постоянны, равны ≈ 1 и не зависят от тепловой нагрузки, недогрева, шероховатости стенки, давления и скорости. При $K_* \rightarrow 2$ величина ξ^0 уменьшается до 0.9 и остается постоянной в интервале $2 < K_* < 2.5$.

С увеличением недогрева в области $K_* > 2.5$ происходит дальнейшее уменьшение ξ^0 . При W_g от $4 \cdot 10^4$ до $6 \cdot 10^4$ кг/м²сек и $K_* > 2.5$ все экспериментальные точки, независимо от тепловых потоков, давлений и весовых скоростей, лежат около одной прямой линии, которая может быть аппроксимирована формулой

$$\xi^0 = 1.36 - 0.18 K_*$$

Сопоставление расчетных и экспериментальных величин показало, что снижение значений ξ^0 в области $K_* > 2$ не могло произойти только за счет неизотермичности

течения. Кроме того, расчетные кривые зависимости ξ^0 от K_* для неизотермического течения жидкости без кипения в области больших недогревов должны были бы заметно расщепиться по давлениям и весовым скоростям, чего не видно на фиг. 3. Поэтому можно полагать, что снижение значений ξ^0 при $K_* > 2$ вызвано главным образом специфическим для значительных недогревов влиянием процесса кипения на гидравлическое сопротивление в области больших скоростей.

В работе [6] показано, что область недогревов $K_* < 2$ характерна для возникновения нормальных кризисов кипения при вынужденном движении жидкости. В области $K_* > 2$ имеют место распространенные кризисы кипения, которые существенно отличаются от нормальных, как по внешним признакам, так и по характеру зависимости критического теплового потока от недогрева. Наличие общей границы при переходе от нормальных к распространенным кризисам и из области значений $\xi^0 \approx 1$ к области сниженных ξ^0 указывает на существование более глубоких, чем было известно до сих пор, связей кризисов кипения с гидродинамическими явлениями в потоке жидкости, которые в данном случае проявлялись при переходе в область распространенных кризисов кипения.

Поступила 12 X 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Sieberski R., Mulligan H. Friction and Heat — Exchange Relation ship in Bubble Boiling, *Jet Propuls*, 1953, vol. 25, No 1.
2. Полетакин П. Г. Гидравлическое сопротивление при поверхностном кипении воды. *Теплоэнергетика*, 1959, № 12.
3. Орнатский А. П. Обобщение опытных данных по гидравлическому сопротивлению при поверхностном кипении. *ПМТФ*, 1965, № 3.
4. Стюшин, Н. Г. Рябинин Г. А. К методике расчета гидравлического сопротивления в парогенерирующих трубках при малых значениях удельного теплового потока. *Инж.-физ. ж.*, 1965, т. 9, № 6.
5. Штокол в Л. С. Обобщение экспериментальных данных о распространенном кризисе теплообмена при кипении жидкости. *ПМТФ*, 1966, № 1.
6. Кутателадзе С. С. и др. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое, *СО АН СССР*, 1964.

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ ЗВУКА В НАСЫЩЕННЫХ ПАРАХ И ЖИДКОЙ ФАЗЕ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

И. С. Радовский

(Москва)

При экспериментальном исследовании скорости звука в области критической точки в ряде работ [1,2] наблюдалось пересечение кривых температурной зависимости скорости звука в насыщенных парах и жидкой фазе, т. е. в некотором температурном интервале (от 0.3 до 0.5° К) вблизи критической точки величина скорости звука в жидкой фазе оказывалась меньше, чем в насыщенном паре. Этому, на первый взгляд, аномальному явлению достаточно обоснованного объяснения не давалось, а в некоторых работах, например в [3], утверждалось, что пересечение кривых в действительности не может иметь места и обусловлено лишь недостаточной точностью экспериментов. Однако, анализ экспериментальных данных [2] показывает, что разница в величинах скорости звука в насыщенном паре и жидкой фазе вблизи критической точки существенно превышает возможную погрешность экспериментов.

Полученный в работе [4] вывод, что кривые температурной зависимости скорости звука в насыщенных парах и жидкой фазе могут для одних веществ пересекаться лишь в одной точке — критической, а для других — в двух точках, нельзя признать вполне обоснованным, так как он базируется на недостаточно корректном предположении о разложимости термодинамических функций в ряд Тейлора вблизи критической точки. Критическое состояние — в известном смысле особое, поэтому к такому предположению следует относиться весьма осторожно [5].

Ниже приводится анализ температурной зависимости скорости звука в области критической точки, основанный не на разложении в ряд, а на применении обычного математического аппарата термодинамики.

Воспользовавшись уравнением Лапласа для скорости звука

$$a^2 = -v^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s \quad (1)$$