

КРИТИЧЕСКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ ПРИ КИПЕНИИ ЭТИЛОВОГО СПИРТА ДЛЯ СКОРОСТЕЙ ТЕЧЕНИЯ ОТ 50 ДО 115 М/СЕК

В. И. Адамовский, И. Н. Своркова, Л. С. Штоколов

(Новосибирск)

Приводятся экспериментальные данные по определению критических тепловых потоков при весовых скоростях течения этилового спирта от $40 \cdot 10^3$ до $65 \cdot 10^3$ кг/м²·сек и недогревах, соответствующих условиям возникновения нормальных кризисов кипения. Опытные данные согласуются с результатами вычислений.

В настоящее время известны теоретические формулы для двух предельных случаев кипения жидкости, нагретой до температуры насыщения ([1], гл. 8)

$$\frac{q_0}{r \sqrt{\rho''} (g^2 \sigma (\rho' - \rho'')^{1/4})} = k \approx 0.14 \quad \text{при } w \rightarrow 0 \quad (1)$$

$$\frac{q_0}{rw \sqrt{\rho \rho''}} = k_* \approx 0.34 c_f \quad \text{при } w \rightarrow \infty \quad (2)$$

Опыты по определению критических тепловых потоков при кипении этилового спирта в трубах [2], проведенные при значении безразмерной скорости

$$W = w \left(\frac{\rho^2}{g^2 \sigma (\rho' - \rho'')} \right)^{1/4} < 600$$

и приведенного недогрева ядра потока до температуры насыщения

$$0 < [(i' - i) / r] \sqrt{\rho / \rho''} < 2$$

удалось описать линейной интерполяционной формулой вида

$$q_0 = \{1 + [(i' - i) / r] \sqrt{\rho / \rho''}\} [0.34 c_f r w \sqrt{\rho \rho''} + 0.14 r \sqrt{\rho''} (g^2 \sigma (\rho' - \rho''))^{1/4}] \quad (3)$$

Ниже описываются результаты экспериментов при скорости течения $W > 600$ (что соответствует для спирта линейной скорости > 50 м/сек). В качестве рабочей жидкости использовался 96%-ный раствор этилового спирта ректификата. Для таких больших скоростей пришлось создать новую установку, которая представляла собой циркуляционный контур, изготовленный из труб нержавеющей стали 1Х18Н9Т.

Циркуляция жидкости создавалась двумя параллельно соединенными трехлунжерными насосами, развивавшими давление до 300 бар при производительности 1000 см³/сек. Из насосов через фильтр высокого давления и регулирующий вентиль спирт поступал в вспомогательный нагреватель, где подогревался до требуемой температуры. После вспомогательного нагревателя жидкость последовательно проходила через экспериментальный участок, смеситель и холодильник, где охлаждалась до комнатной температуры. Далее, через регулирующий и дроссельный вентили жидкость поступала в заправочный резервуар, из которого вспомогательным центробежным насосом через фильтр возвращалась в главные насосы.

Вспомогательный центробежный насос обеспечивал давление 2.5 бар, необходимое для нормальной работы насосов высокого давления.

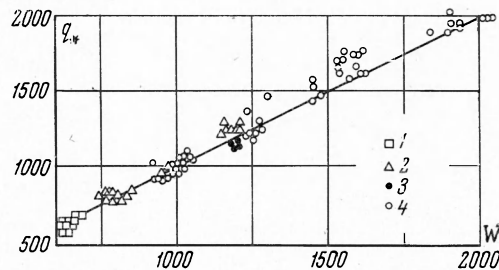
Опыты проводились на экспериментальной трубке с внутренним диаметром 3 мм, длиной обогреваемой части 45 мм и толщиной стенки 0.5 мм. Длина участка гидродинамической стабилизации была 30 мм.

Мощность, подводимая к экспериментальному участку, измерялась ваттметром класса точности 0.2, присоединенным к измерительным трансформаторам тока и напряжения того же класса точности.

Осредненная по сечению канала температура жидкости измерялась за экспериментальным участком хромель-алюмелевыми термопарами, установленными в смесителе. Э.д.с. термопар определялась полуавтоматическим потенциометром Р2/1.

Опыты проводились сериями при постоянном расходе, давлении и переменной температуре жидкости в каждой серии. Критические тепловые потоки достигались путем плавного увеличения тепловой нагрузки на экспериментальном участке.

Несмотря на то, что внутри экспериментальной трубки был пузырьковый режим кипения, при тепловых потоках порядка $(20-30) \cdot 10^6$ Вт/м² наружная поверхность обогреваемой трубки из-за больших температурных перепадов в стенке нагревалась до температуры, соответствующей светло-красному свечению. Поэтому кризис можно было фиксировать только по приборам.

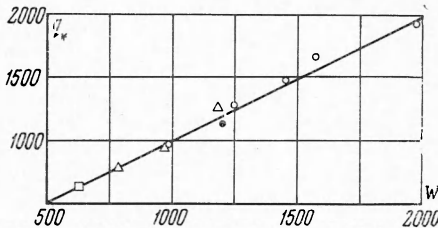


Фиг. 1. 1 — $P = 20$ бар, 2 — $P = 30$ бар, 3 — $P = 40$ бар, 4 — $P = 45$ бар

Для определения начала кризиса в наших опытах использовался мост, плечами которого были части обогреваемой трубки экспериментального участка и реостата, разделенные соответственно местом приварки нулевого провода к экспериментальному участку и положением скользящего контакта реостата.

В диагональ моста были последовательно присоединены германиевые диоды и стрелочный гальванометр. До начала закипания жидкости на экспериментальном участке мост был сбалансирован.

В связи с большими градиентами давления в направлении потока кипение начиналось не на всей обогреваемой поверхности экспериментального участка одновременно. Поэтому из-за неравномерного изменения температуры стенки трубы стрелка гальванометра отклонялась сразу после начала закипания жидкости.



Фиг. 2. Зависимость осредненных параметров q_* от W

В тех случаях, когда кризис на выходе из экспериментального участка возникал раньше, чем кипение распространялось до входа в обогреваемую трубку, кризис фиксировался по прохождению стрелки гальванометра через нулевое положение, что было вызвано кратковременной балансировкой моста, связанной с увеличением сопротивления в выходной части обогреваемой трубки.

Опыты проводились отдельными сериями при постоянных давлениях в сечении кризиса 20, 30, 40, 45 бар, весовых скоростях $40 \cdot 10^3$, $50 \cdot 10^3$, $60 \cdot 10^3$, $65 \cdot 10^3$ кг/м² сек и переменных недогревах, соответствующих значениям приведенного недогрева жидкости $[(i' - i) / r] \sqrt{\rho / \rho'}$ от 0.3 до 2.

Согласно [3], указанные недогревы жидкости соответствуют условиям возникновения нормальных кризисов кипения.

Кроме определения критических тепловых потоков, производились измерения гидравлического сопротивления обогреваемой части экспериментального участка при разных тепловых нагрузках. Результаты измерений показали, что в исследованной области скоростей и недогревов экспериментальные значения коэффициентов гидравлического сопротивления соответствуют коэффициентам гидравлического сопротивления для изотермического течения однофазного потока в гладких трубах.

На фиг. 1 приводятся результаты опытов для $P = 20, 30, 40, 45$ бар (точки 1, 2, 3, 4 соответственно), при этом по оси ординат нанесены значения безразмерного критического теплового потока

$$q_* = \frac{0.41}{c_f} \frac{q_0}{[1 + (i' - i) / r] \sqrt{\rho'} (g^2 \sigma (\rho' - \rho''))^{1/4}}$$

Прямая линия построена по формуле (3), в которой значения c_f соответствуют коэффициенту трения для изотермического течения в гладких трубах. Экспериментальные точки располагаются около расчетной линии с максимальным отклонением не более 14%.

В связи с кажущейся неравномерностью распределения экспериментальных точек, многие из которых совпали между собой, на фиг. 2 представлена зависимость осредненных значений q_* от W . Осредненные точки равномерно расположились около расчетной прямой с максимальным разбросом 7%. Таким образом, полученные опытные данные подтверждают возможность использования формулы (3) для вычисления критических тепловых потоков при значениях безразмерной скорости W от 600 до 2150 и приведенного недогрева $[(i' - i) / r] \sqrt{\rho / \rho'}$ от 0.3 до 2.

Поступила 14 VI 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. К у т а т е л а д з е С. С. и др. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. Тр. Ин-та теплофизики. кн. 1, СО АН СССР, 1964.
2. Ш т о к о л о в Л. С. Опыт обобщения экспериментальных данных о критических тепловых потоках при кипении жидкостей в области больших скоростей течения. ПМТФ, 1964, № 1.
3. Ш т о к о л о в Л. С. Обобщение экспериментальных данных о распространенном кризисе теплообмена при кипении жидкостей. ПМТФ, 1966, № 1.