

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. П. Скрипов, О. А. Исаев, Н. А. Шуравенко, В. А. Хмыльнин, Истечение вскипающей жидкости через короткие насадки при закритическом начальном давлении, *ТВТ*, 1984, том 22, выпуск 1, 118–122

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: 44.210.149.218

3 ноября 2024 г., 16:10:55



УДК 536.423

ИСТЕЧЕНИЕ ВСКИПАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ КОРОТКИЕ НАСАДКИ ПРИ ЗАКРИТИЧЕСКОМ НАЧАЛЬНОМ ДАВЛЕНИИ

*Скрипов В. П., Исаев О. А., Шуравенко Н. А.,
Хмыльниш В. А.*

Экспериментально изучен стационарный расход *n*-гексана в зависимости от начальных параметров $T_0 \leq T_c$, $p_0 \leq 3p_c$ при истечении вскипающей жидкости через короткие насадки в атмосферу. Сильное запаривание канала в области $0,9T_c < T_0 < T_c$, $p_s(0,9T_c) < p_0 < 3p_c$ обусловлено резким объемным вскипанием при интенсивном флуктуационном зародышеобразовании. Обсуждается зависимость эффективного противодавления p_1 от T_0 , p_0 . С ростом начальных параметров жидкости величина p_1 приближается к давлению насыщения $p_s(T_0)$.

Изучению стационарного истечения вскипающей жидкости через насадки посвящено большое число экспериментальных работ [1–7]. Установлено, что в ряде практически важных случаев течение происходит в условиях термодинамической неравновесности среды, которая проявляется в том, что действительные расходы превышают расчетные, найденные в рамках модели термодинамически равновесного потока. В высокоскоростном потоке образование паровой фазы при снижении давления идет с отставанием от термодинамически равновесной картины процесса. Кинетически это обусловлено ограниченным числом легко активируемых центров кипения и конечной скоростью роста паровой фазы. Плотность центров кипения является плохо определяемой нерегулярной величиной. Это обстоятельство весьма усложняет количественное описание фазового перехода в потоке и затрудняет выбор модели течения вскипающей жидкости. Поэтому полезно исследовать предельно неравновесные потоки, для которых кинетика вскипания определяется в приближении гомогенности зародышеобразования [8].

Предельный сильно неравновесный режим истечения обнаружен в опытах с короткими цилиндрическими насадками малого диаметра ($d = 0,3–4,0$ мм), отношение длины которых к диаметру не превышает 1–3. Эксперименты с *n*-пентаном, *n*-гексаном и дибромтетрафторэтаном [1, 5], а также с водой [6, 7] показали, что в этом случае наблюдается глубокий заход жидкости в область метастабильных состояний. Течение метастабильной жидкости через короткий насадок идет без существенного влияния парообразования вплоть до высоких перегревов. При начальной температуре жидкости T_0 , соответствующей области интенсивного флуктуационного зародышеобразования ($0,9 < T_0/T_c < 1$, где T_c , К — температура критической термодинамической точки), обнаружено быстрое уменьшение расходов с увеличением T_0 при постоянном начальном давлении p_0 ($p_0 > p_s(T_0)$). Это указывает на интенсивное вскипание жидкости в потоке. На рис. 1 представлены данные для разных веществ по относительному расходу g/g_r , где g — удельный массовый расход, g_r — теоретический гидравлический расход. Величина g_r рассчитывалась по формуле

$$g_r = \mu \sqrt{2(p_0 - p_{np})} \rho_0(T_0),$$

где μ — коэффициент расхода насадка, найденный в опытах с холодной жидкостью; p_{np} — противодавление, которое в опытах равнялось атмосферному давлению p_a ; $\rho_0(T_0)$ — плотность жидкости в начальном состоянии. Выборка из имеющегося материала проводилась так, чтобы сравниваемые на рис. 1 зависимости $g/g_r = f(T_0/T_c)$ относились к близким приведенным начальным давлениям p_0/p_c (p_c — давление критической точки).

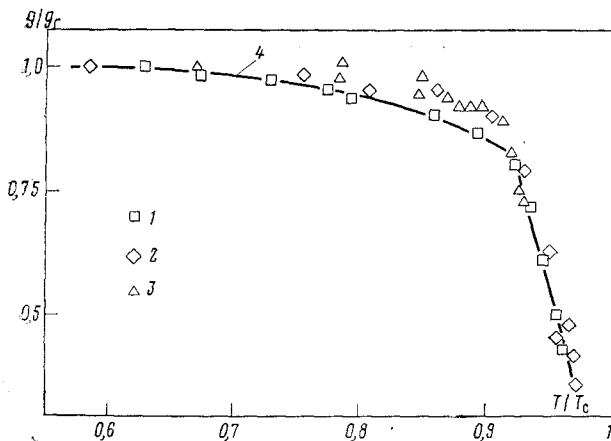


Рис. 1. Относительный расход при истечении различных жидкостей через короткий насадок: 1 — н-пентан ($p_0/p_c=0,77$; $d=0,5$ мм; $l/d=0,8$ и $1,4$) [1]; 2 — н-гексан ($p_0/p_c=0,86$; $d=0,5$ мм; $l/d=1,4$) [6]; 3 — дибромтетрафторэтан ($p_0/p_c=0,90$; $d=0,3$ мм; $l/d=1,4$ и $2,6$) [6]; 4 — вода ($p_0/p_c=0,81$; $d=3,5-4,5$ мм; $l/d=0,1-3,0$) [7]

Имеющиеся в литературе данные опытов с короткими каналами получены при начальном давлении p_0 , не превышающем давление критической точки. Между тем следует ожидать, что с увеличением начального давления влияние парообразования на расход должно ослабевать. Для более полного изучения процесса истечения вскипающей жидкости через насадки необходимо расширение области начальных параметров на закритические давления $p_0 > p_c$.

С этой целью создана экспериментальная установка, представляющая собой устройство кратковременного действия (выброс жидкости производился в течение 5–20 с) с конденсацией вещества за насадком. Схема установки представлена на рис. 2.

Объем рабочей камеры составляет 800 см³. При определении действительного расхода по массе вытекшего вещества вводилась поправка на нестационарность процесса при открывании и закрывании насадка. Опыты проводились с н-пентаном и н-гексаном на цилиндрических насадках с острой входной кромкой $d=0,3-0,5$ мм и $l/d=1-3$. В экспериментах определялась зависимость расхода жидкости от температуры и начального давления. Давление окружающей среды за насадком во всех опытах равнялось атмосферному.

На рис. 3 в координатах $T-p$ горизонтальными штриховыми линиями показаны параметры состояния н-гексана перед выпуском. Наибольшее начальное давление p_0 в опытах превышало давление критической точки в три раза.

На рис. 4 представлены полученные зависимости удельного объемного расхода н-гексана от температуры при фиксированном начальном давлении. Расходные зависимости можно условно разделить на три группы. Первая группа кривых относится к давлениям $p_0 \leq 0,5 p_c$. Для нее характерно слабое изменение расхода с ростом температуры. Следующая группа зависимостей ($p_0=1,6-6,1$ МПа) выделяется участком быстрого уменьшения расхода при повышении температуры. Этот участок начинается при $T_0 \approx 0,9 T_c$ (для н-гексана $0,9 T_c=185^\circ \text{C}$, $p_c=3,03$ МПа). С ростом начального давления наблюдается вырождение (сглаживание) участка быстрого снижения расхода. Для третьей группы ($p_0 > 2 p_c$) имеет место сравнительно малое изменение расхода с увеличением температуры.

При $p_0 < p_c$ с ростом температуры расход при постоянном давлении p_0 скачком падает в точке насыщения жидкости. Эти участки расходных характеристик на рис. 4 не показаны.

При истечении насыщенной жидкости имеет место немонотонный вид зависимости расхода g от температуры T_0 или перепада давления $\Delta p = p_0 - p_a$. Массовый расход при постоянной начальной температуре T_0

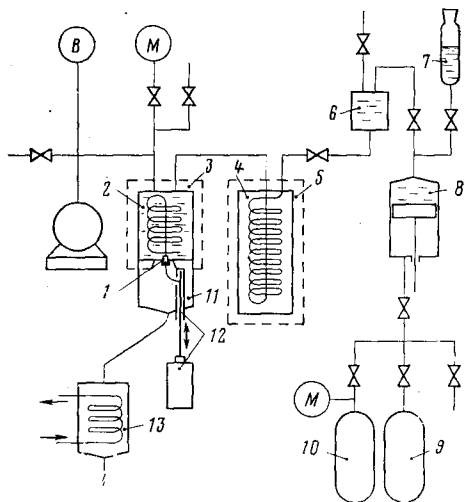


Рис. 2

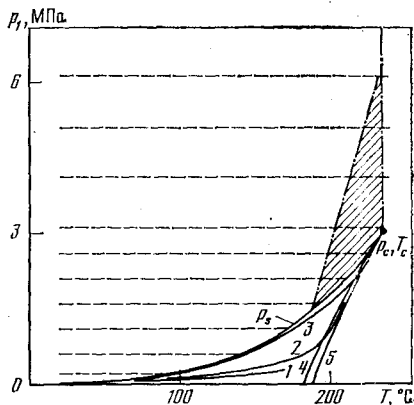


Рис. 3

Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 - насадка; 2 - рабочая камера; 3 - термостат; 4 - камера предварительного нагрева рабочей жидкости; 5 - термостат; 6 - сепаратор; 7 - емкость для заполнения системы жидкостью; 8 - камера создания давления; 9 - баллон с жидкой двуокисью углерода или сжатым воздухом; 10 - баллон-ресивер; 11 - приемная камера; 12 - открывающий механизм; 13 - холодильник

Рис. 3. Фазовая диаграмма опытов по истечению n -гексана. Температурная зависимость эффективного давления $p_1 = f(T_0, p_0)$ в насадке: 1 - $p_0 = 1,1$ МПа ($p_0/p_c = 0,36$); 2 - $p_0 = 2,1$ (0,69); 3 - $6,1$ (2,01). Участку фазовых состояний перегретой жидкости между линиями 4 и 5 соответствует частота гомогенного зародышеобразования от 10^2 до 10^{15} см⁻³·с⁻¹ (p_s - линия насыщения; $T_c = 234,7^\circ\text{C}$, $p_c = 3,03$ МПа - критические параметры)

монотонно возрастает с увеличением Δp (рис. 5). Аналогичные результаты получены в опытах с n -пентаном.

Наблюдаемый режим существенного снижения расхода с повышением температуры T_0 сопровождается интенсивным объемным вскипанием жидкости в потоке. Область проявления этого режима локализована в определенном интервале начальных параметров T_0 и p_0 . На плоскости $T-p$ она ограничена снизу линией насыщения, сверху - наклонной линией, проходящей через точки с координатами $p_s(0,9T_c)$ и $(T_c, 2p_c)$. Замыкает эту область линия, близкая к критической изотерме $T_0 = T_c$. Рассматриваемая область на рис. 3 заштрихована. Для описания взрывного объемного вскипания жидкости в потоке можно построить расчетную модель, опираясь на скорость образования зародышей гомогенной природы [9]. Этот подход реализован также в работах [7, 10].

Режимы с малым изменением объемного расхода (область начальных параметров T_0, p_0 вне заштрихованного треугольника на рис. 3) можно описывать в гидравлическом приближении (см. приведенную выше формулу). Если, однако, принять противодавление равным атмосферному, то действительные расходы получаются ниже теоретических (см., например, рис. 1). С ростом температуры отличие возрастает. Так, в опытах с n -пентаном при $T_0 = 140^\circ\text{C}$ ($T_0/T_c = 0,85$) и $\Delta p = 1,5$ МПа ($p_0/p_c = 0,5$) действительный расход меньше ожидаемого на 15%. Причиной такого отклонения для коротких насадок может быть превышение эффективного противодавления p_1 над атмосферным p_a . Обратив формулу гидравлического расхода, можно оценить величину p_1 по наблюдаемому расходу и полученному из опытов с холодной жидкостью значению μ . Результаты расчета в этом приближении показали, что при истечении вскипающей жидкости давление p_1 всегда выше атмосферного давления, но ниже давления насыщенного пара $p_s(T_0)$ (рис. 3). Для режима слабого изменения расхода при $p_0 < 2p_c$ и неизменной начальной температуре T_0 давление p_1 возрастает с повышением p_0 (с увеличением скорости жидкости), приближаясь к $p_s(T_0)$. При $p_0 > 2p_c$ во всем исследованном интервале температур ($T_s(p_a) <$

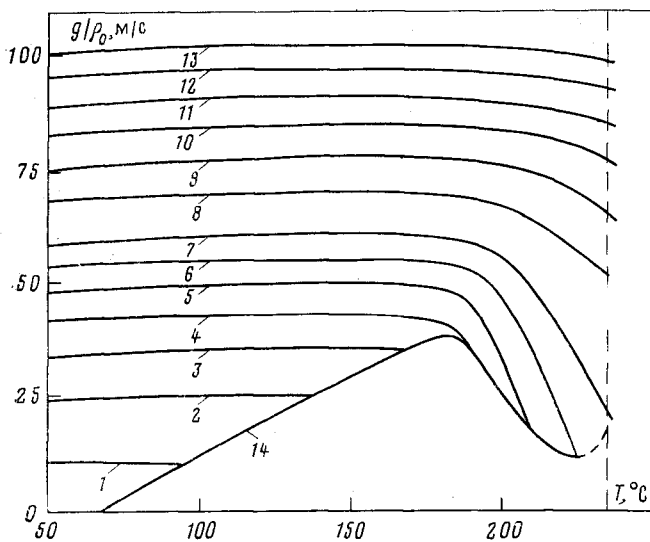


Рис. 4. Удельный объемный расход н-гексана при постоянном начальном давлении для коротких насадков ($d=0,3-0,5$ мм; $l/d=1-3$): 1 - $p_0=0,2$ МПа; 2 - 0,6; 3 - 1,1; 4 - 1,6; 5 - 2,1; 6 - 2,6; 7 - 3,1; 8 - 4,1; 9 - 5,1; 10 - 6,1; 11 - 7,1; 12 - 8,1; 13 - 9,1; 14 - удельный объемный расход насыщенной жидкости

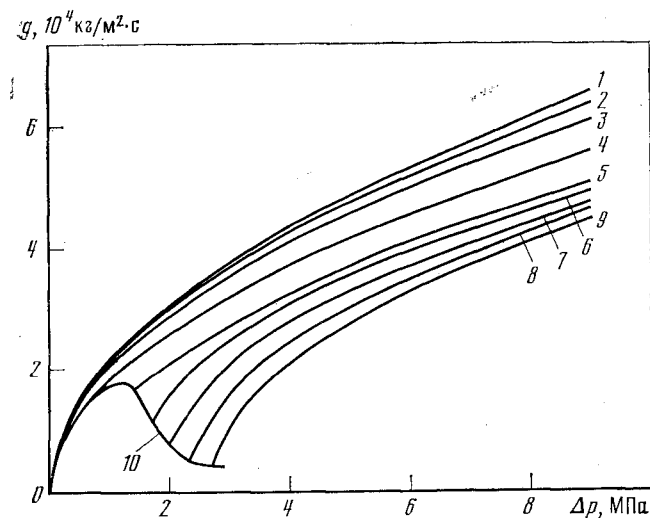


Рис. 5. Удельный массовый расход н-гексана для коротких насадков ($d=0,3-0,5$ мм; $l/d=1-3$): 1 - $T_0=20^\circ\text{C}$; 2 - 50; 3 - 100; 4 - 150; 5 - 190; 6 - 200; 7 - 210; 8 - 220; 9 - 230; 10 - удельный массовый расход насыщенной жидкости

$\langle T_0 < T_c \rangle$ величина p_1 практически равна $p_s(T_0)$, реальный расход вскипающей жидкости определяется по формуле гидравлического расхода, если принять противодействие равным $p_s(T_0)$.

Естественно полагать, что эффект снижения реального расхода по сравнению с гидравлическим при $T_0 > T_s(p_0)$ обусловлен фазовым превращением в потоке. Однако, механизм «слабого» запирания короткого канала не установлен однозначно. Предложены разные модели физической картины процесса [7, 10, 11]. Общей для них является предполагаемая связь повышения противодействия с парообразованием (испарением) в поверхностном слое струи вскипающей жидкости.

Анализ экспериментов дает возможность составить определенные представления об исследованном процессе истечения вскипающей жидкости через короткие насадки. Режим «слабого» запирания канала имеет место при сравнительно малой глубине захода жидкости в метастабильную зону,

когда наблюдается нехватка объемных центров парообразования. Действие ограниченного числа готовых центров кипения в потоке незначительно из-за малого времени пребывания жидкости в коротком канале (10^{-5} — 10^{-4} с). Интенсивное парообразование на поверхности струи перегретой жидкости приводит к установлению повышенного давления в насадке по отношению к наружному p_a . Другой режим реализуется при сильном перегреве жидкости, когда становится возможным объемное взрывообразное вскипание жидкости в канале из-за чрезвычайно большого числа рождающихся флуктуационных гомогенных центров. Формально первый режим может иметь место при истечении перегретой жидкости с начальными параметрами, соответствующими всей области координатной плоскости $T-p$, лежащей над линией насыщения ($T_s(p_a) < T_0 < T_c$, $p_0 > p_s(T_0)$). Наступление второго режима может наблюдаться только при температуре T_0 , соответствующей области интенсивного флуктуационного зародышеобразования ($0,9T_c < T_0 < T_c$, $p_0 > p_s(T_0)$). В интервале температур $0,9T_c < T_0 < T_c$ режимы являются конкурирующими. Реализуется тот, который наступает при более высоком давлении в насадке. Вырождение участка быстрого снижения расхода с ростом p_0 на рис. 4 свидетельствует о постепенном вытеснении второго режима первым. Подтверждением этому является поведение зависимости $p_1 = f(T_0, p_0)$ на рис. 3 (см. также [1]).

Таким образом, в результате проведенного исследования на $T-p$ -диаграмме локализована область взрывного вскипания жидкости (заштрихована на рис. 3) и выявлен предельный режим истечения вскипающей жидкости через короткие цилиндрические насадки при высоком начальном давлении ($p_0 > 2p_c$). Максимальный расход в этом случае удастся рассчитать по формуле гидравлического расхода, если принять, что противодавление равно $p_s(T_0)$. При плавном входе в насадку (большее μ) следует ожидать установления предельного режима при более низких давлениях p_0 из-за большей скорости жидкости в потоке.

Для выяснения механизма «слабого» запыриания сильно неравновесного потока перегретой жидкости требуется проведение дополнительных экспериментальных и теоретических исследований. В частности, это касается формы и устойчивости поверхности свободной струи, скорости испарения с поверхности, давления над поверхностью при неравновесном испарении. Необходимы опыты при закритической температуре в широком интервале давлений. Это позволит уточнить высокотемпературную границу области взрывного вскипания жидкости в потоке. Кроме того, интересно выяснить особенности высокоградиентных течений ($T > T_c$) без вскипания.

Уральский научный центр
АН СССР

Поступила в редакцию
20.I.1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Шураевко Н. А., Исаев О. А., Скрипов В. П. ТВТ, 1975, т. 13, № 4, с. 896.
2. Вскипающие адиабатные потоки / Под ред. Зысина В. А., Баранова Г. А., Барилевича В. А., Парфеновой Т. Н. М.: Атомиздат, 1976. 152 с.
3. Истечение теплоносителя при потере герметичности реакторного контура / Под ред. Калайды Ю. А., Арсентьева В. Б., Фисенко В. В., Цизина Б. М. М.: Атомиздат, 1977. 129 с.
4. Фисенко В. В. Критические двухфазные потоки. М.: Атомиздат, 1978. 160 с.
5. Скрипов В. П., Шураевко Н. А., Исаев О. А. ТВТ, 1978, т. 16, № 3, с. 563.
6. Хлесткин Д. А., Коршунов А. С., Канищев В. П. Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1978, № 5, с. 126.
7. Хлесткин Д. А. Дис. на соискание уч. ст. докт. техн. наук. М., 1981. 319 с.
8. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
9. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. Спр. / Под ред. Скрипова В. П., Синицына Е. Н., Павлова П. А. и др. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
10. Лабунцов Д. А., Авдеев А. А. ТВТ, 1982, т. 20, № 1, с. 88.
11. Исаев О. А., Дианов А. Е. В кн.: Теплофизика метастабильных систем. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1977, с. 58.