

УДК 536.423

СТРУИ ВСКИПАЮЩИХ ЖИДКОСТЕЙ

А. В. Решетников, Н. А. Мажейко, В. П. Скрипов

Институт теплофизики УрО РАН, 620219 Екатеринбург

Проведено фотографирование струй вскипающей воды, истекающей через короткий канал в атмосферу. В ряде опытов обнаружен полный развал струи. Рассмотрена связь этого явления с интенсивным объемным вскипанием. Выявлена роль эффекта Коанда при полном раскрытии струи. Представлены результаты измерений реактивной отдачи R струй вскипающих жидкостей. Отмечены случаи отрицательной реактивной тяги, обусловленные эффектом Коанда. Предложено обобщение опытных данных.

Введение. Струи вскипающих жидкостей могут возникать в аварийных ситуациях в различных теплоэнергетических, криогенных и химических аппаратах. На последствия аварии с локальной разгерметизацией трубопровода (сосуда) высокого давления влияют различные факторы, например расход теплоносителя, форма струи и ее динамическая реакция на элементы конструкции.

В предыдущих публикациях [1–7] основное внимание уделено режиму взрывного вскипания жидкости на центрах парообразования флуктуационной природы. Такой режим достигается, если начальная температура жидкости $T_0 \geq 0,9T_c$ (T_c — температура в критической точке) [8]. В опытах использовались короткие цилиндрические каналы с острыми кромками, где течение близко к тому, которое возникает при появлении трещин в трубопроводах. Основные результаты этих исследований сводятся к следующему. В коротком канале реализуется термодинамически неравновесное течение потока вскипающей жидкости. Вследствие задержки вскипания и малости времени нахождения перегретой жидкости в пределах канала (порядка 10^{-5} с) массовый расход при истечении в атмосферу может в два раза превышать равновесный расход [2, 3]. В условиях интенсивного гомогенного зародышеобразования ($T_0/T_c \geq 0,9$) происходит критическое запираание канала. Иными словами, снижение противодавления не влияет на расход жидкости [4]. Форма струи за срезом насадка существенно меняется в зависимости от величины перегрева жидкости по отношению к линии насыщения в условиях адиабатического расширения. Стержневой вид струи последовательно сменяется коническим, параболическим (с большим углом раскрытия у выходного среза), газовым (при $T_0/T_c > 1$). При большом перегреве жидкости проявляется неустойчивость течения. Струя может “захватываться” твердой стенкой накладного фланца и растекаться в плоскости, перпендикулярной направлению ее движения [6] (эффект Коанда [9]). Сила отдачи струи R , действующая на камеру с жидкостью, увеличивается с ростом давления насыщения в камере, но при достижении условий взрывного вскипания и полного развала струи (растекания струи вдоль поверхности рабочей камеры) значение R уменьшается. “Прилипание” струи к стенке и растекание по ней сильно меняют эпюру давления, так что сила отдачи уменьшается в несколько раз и может даже сменить знак [7].

Перечисленные результаты предшествующей серии опытов показывают необходимость более тщательного изучения струй вскипающей жидкости, в частности взаимодействия струи с близко расположенной твердой стенкой. Ясно, что в специальных сопловых устройствах отсутствуют условия “захвата” струи стенкой, но при аварийных нарушении

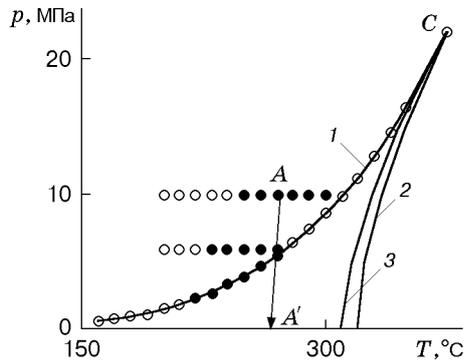


Рис. 1. Фазовая диаграмма воды (C — критическая точка воды):

1 — линия насыщения; 2 — спинодаль; 3 — состояние перегретой воды при $J = 10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; AA' — изоэнтропа; точки — начальные состояния; темные точки — начальные состояния, для которых наблюдается полный развал струи

ях сплошности труб, резервуаров он может существенно влиять на кинематику и динамику аварии.

В данной работе проведена серия опытов со струями воды, n -пентана и фреона-11 при использовании коротких цилиндрических каналов и сменных фланцев, влияющих на форму струи. Опыты с водой необходимы, так как условия взрывного вскипания воды имеют особенности, отличные от таковых для других жидкостей. Интенсивное образование зародышей пара в ней начинается при меньших относительных перегревах [10]. Кроме того, вода — самый распространенный теплоноситель и рабочее тело. В настоящих опытах реактивная сила измерялась для струй n -пентана и фреона-11 при начальном давлении насыщения, изменявшемся вплоть до давления в критической точке. Для воды использовались данные работы [11]. Результаты обрабатывались с привлечением методики термодинамического подбора.

Струи вскипающей воды. Экспериментальное изучение форм струй вскипающей воды проведено на лабораторной установке кратковременного действия, обеспечивающей стационарный режим истечения в атмосферу в течение 5–10 с. Рабочая камера представляла собой цилиндрический стакан объемом 350 см^3 , выполненный из нержавеющей стали [6]. Начальное состояние (p_0, T_0) воды в камере изменялось по линии насыщения в интервале $200 \text{ °C} \leq T_0 \leq 350 \text{ °C}$ и изобарам $p_0 = 6, 10 \text{ МПа}$ (рис. 1). Значительные перегревы в потоке обеспечиваются применением коротких каналов, в которых реализуются высокие скорости уменьшения давления (порядка 10^6 МПа/с). Область между линиями 2 и 3 соответствует достижению условий взрывного вскипания жидкости в потоке, которое характеризуется высокой интенсивностью и пространственно-временной сосредоточенностью. При $p > p_s(T)$ начальные условия обеспечивались поддавливанием жидкости газообразным азотом.

Форма струй вскипающей воды при истечении через цилиндрический канал диаметром $d = 0,5 \text{ мм}$ и длиной $l = 0,7 \text{ мм}$ наблюдалась визуально и фотографировалась. Фотографирование выполнялось в отраженном свете. Истечение жидкости производилось отводом затвора, запирающего канал изнутри камеры, и происходило в горизонтальном направлении. Начальные условия соответствовали параметрам на линии насыщения (T_0, p_{0s}). Отметим основные особенности изученных струй. При $T_0 = 150 \text{ °C}$ (перегрев на выходе составляет 50 °C) струя не отличается от струи не вскипающей (холодной) жидкости. При $T_0 = 170 \text{ °C}$ отмечено влияние на форму струи отдельных паровых пузырей и поверхностных эффектов. (В работе [12] проведен анализ процессов в струе при перегревах от 35 до 70 °C и выявлена определяющая роль интенсивного испарения с поверхности струи (механизм барокапиллярной неустойчивости) на ее разрушение.) Начиная с температуры $T_0 \approx 190 \text{ °C}$ основным фактором, влияющим на форму струи, является интенсивное объемное вскипание. Струя принимает форму полого конуса. При $T_0 = 200 \text{ °C}$ угол при вершине конуса $\alpha \approx 90^\circ$. Подавляющая часть парожидкостной среды сосредоточена вбли-

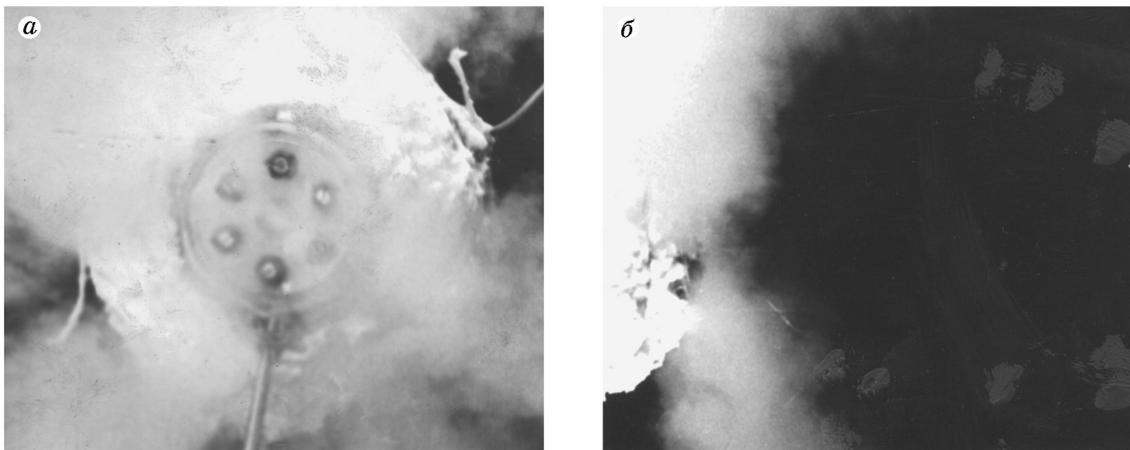


Рис. 2. Полный развал струи вскипающей воды при $T_0 = 230\text{ °C}$:
 а — вид спереди; б — вид сбоку

зи образующей конуса. Полный развал струи ($\alpha \approx 180^\circ$) при $T_0 = 230\text{ °C}$ представлен на рис. 2. На рис. 2,а зафиксировано, как струя растекается в радиальном направлении по поверхности прижимного фланца (веерная струя). Полное раскрытие струи вскипающей воды в данной серии опытов наблюдалось в температурном интервале $T_0 = 215 \div 275\text{ °C}$. При $280\text{ °C} \leq T_0 \leq 330\text{ °C}$ струя вновь раскрывается неполностью и имеет вид, близкий к параболическому. При $T_0 \geq 330\text{ °C}$ течение приобретает форму газовых струй с углом раскрытия $\alpha \approx 25^\circ$.

Обсуждение экспериментальных данных основано на анализе, в первую очередь, термодинамического состояния среды в канале. Поскольку это состояние метастабильное, оно задается тремя физическими параметрами T , p , J (J — число жизнеспособных зародышей пара, которые могут появиться в 1 см^3 за одну секунду). Вместо J можно также использовать среднее время ожидания критического пузырька $\langle \tau \rangle$, поскольку эти величины связаны соотношением

$$JV\langle \tau \rangle = 1,$$

где V — объем жидкости в перегретом состоянии. Эффективность этого подхода продемонстрирована при изучении расходов вскипающей жидкости [1–4]. При сравнении значений $\langle \tau \rangle$ и времени нахождения перегретой жидкости в пределах канала t_k можно сделать вывод, что для широкой области перегретых состояний $T \leq 0,9T_c$, $0 < p < p_s$ жидкость в канале остается практически в однофазном состоянии (при $t_k < \langle \tau \rangle$). Следовательно, для описания истечения применимо приближение идеальной несжимаемой жидкости, и расход можно рассчитывать по формуле Бернулли

$$g = \mu \sqrt{2(p_0 - p_a)\rho_0}, \quad (1)$$

где g — удельный массовый расход; μ — коэффициент расхода; p_a — атмосферное давление; ρ_0 — плотность жидкости в начальном состоянии. В результате получено удовлетворительное согласование расчетных значений g с экспериментальными данными. Измерения расходов вскипающей воды при истечении через короткие каналы показали правомерность такого подхода и для воды [13], хотя при $T/T_c < 0,9$ для нее характерны аномально высокие частоты зародышеобразования [10] по сравнению с большинством органических жидкостей. Различие скорости нуклеации значительно повлияло на форму струи. Так, полный развал струи вскипающего n -пентана обнаружен только при $T/T_c \approx 0,9$, т. е. вблизи

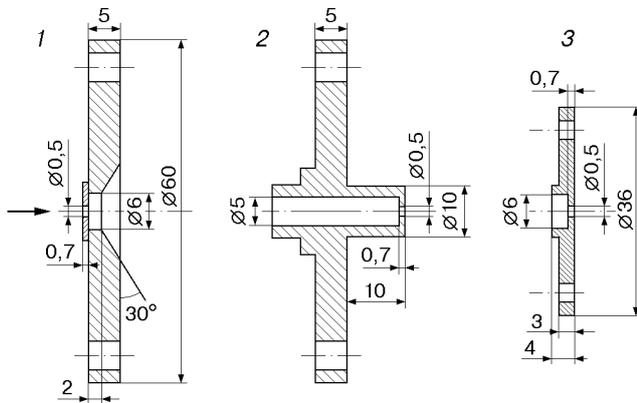


Рис. 3. Геометрия выходных фланцев

области взрывного вскипания [5]. В наших опытах с водой полное раскрытие струи произошло уже при $T/T_c \approx 0,75$, что связано с кинетикой вскипания воды.

Эффект развала струй нашел широкое применение в технике. В [14] установлено, что для полного раскрытия струи воздуха необходимо, чтобы она имела форму полого конуса (это обеспечивается предварительным закручиванием потока или помещением конического тела в струю за выходным срезом канала). Кроме того, за выходом из канала имелась плоскость, перпендикулярная оси струи.

В опытах со вскипающими жидкостями, истекающими через короткий канал, полый конус струи наблюдался в результате интенсивного объемного вскипания, а роль плоскости, нормальной к оси струи, играл выходной фланец. С целью изучения влияния геометрических факторов на форму струи проведено несколько серий опытов. В частности, исследовано влияние относительной длины канала ($l/d = 1,4; 7; 12$) при $d = 0,5$ мм. С увеличением длины канала уменьшается фазовая неравновесность в адиабатическом потоке в пределах канала. При достаточно большом значении l/d фазовый переход успевает завершиться, и тогда на выходе из канала имеем термодинамически равновесный двухфазный поток. Приведенные на рис. 2 результаты опытов с основным каналом ($l/d = 1,4$) можно охарактеризовать как полученные в режиме термодинамически сильнонеравновесного потока вскипающей воды. При $l/d = 7$ наблюдающиеся формы струи совпали с полученными в основном канале, т. е. режим истечения остался прежним. Картина истечения резко изменилась в экспериментах с $l/d = 12$. Здесь форма струи на всем поле начальных термодинамических состояний, показанных на рис. 1, оставалась почти постоянной, сходной с формой газовой струи. Это свидетельствовало об установлении практически полного термодинамически равновесного состояния пароводяного потока на выходе из канала.

На рис. 3 приведены геометрические характеристики выходных фланцев. Представленные на рис. 2 фотографии получены с конфигурацией фланца 1. С повышением T_0 и J внешняя поверхность конусообразной кольцевой струи приближается к поверхности выходного фланца и “захватывается” ею вследствие эффекта Коанда. Затем струя растекается по стенке внешних конструкций (см. рис. 2). На рис. 1 темные точки соответствуют начальным параметрам воды, при которых наблюдался полный развал струи, для геометрии фланца 1. Для конфигурации фланца 2, в которой отсутствует плоскость за выходом из канала, во всем исследованном температурном интервале полный развал струи не зафиксирован. При этом конусная и параболическая формы струи сохранялись. Геометрия фланца 3 занимает промежуточное положение. Здесь плоскость среза канала совпадает с плоскостью фланца, что затрудняет эффективное взаимодействие струи и фланца. В опытах наблюдались только случайные кратковременные развалы струи при $T_0 = 250 \div 300$ °С. Гораздо более устойчивым был конусообразный профиль струи.

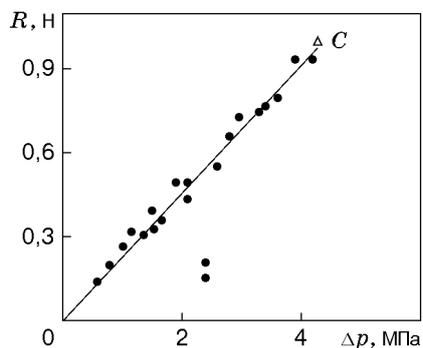


Рис. 4. Зависимость реактивной силы R для фреона-11 от перепада давления $\Delta p = p_0 - p_a$ (точки — экспериментальные данные, прямая линия — расчет по формуле (3); C — критическая точка)

Опыты с n -пентаном и фреоном-11. В работе [7], где изучалась реактивная отдача струи вскипающего n -пентана, остались невыясненными вопросы, связанные с влиянием геометрических параметров на величину реакции струи, в частности, не обсуждался эффект Коанда. В связи с этим предпринято дополнительное экспериментальное изучение динамических воздействий струи вскипающей жидкости.

Опыты проводились на лабораторной установке, принципиальная схема которой приведена в [7]. Она представляет собой маятник в поле силы тяжести. Истечение производилось в горизонтальном направлении, и сила, действующая на аппарат, определялась по отклонению его от положения равновесия. Нагрузка на рабочую камеру определяется двумя составляющими:

$$R = \int_{\Omega_k} U_n g d\omega + \int_{\Omega} \Delta p d\omega, \quad (2)$$

где Ω_k — поверхность “полусферы”, ограничивающая струю; U_n — проекция скорости на направление оси струи; Ω — полная поверхность камеры, воспринимающая изменения статического давления. Второе слагаемое в (2) мало, за исключением случаев растекания струи по поверхности прижимного фланца. Это подтверждается оценкой, полученной при измерении разности статического давления Δp у передней и задней стенок рабочей камеры с помощью дифференциального манометра. Таким образом, в опытах без растекания струи измерялась непосредственно реактивная отдача струи.

На рис. 4 представлены результаты измерений реакции струи вскипающего фреона-11 ($p_c = 4,37$ МПа, $T_c = 198$ °С) при начальных параметрах жидкости, соответствующих линии насыщения. Формулу (2), исключая из нее второе слагаемое, можно записать в виде

$$R = G \langle U_n \rangle,$$

где G — массовый расход вещества; $\langle U_n \rangle$ — средняя составляющая скорости среды в том сечении, где давление в струе равно атмосферному. Используя формулу Бернулли (1), в гидравлическом приближении для малого угла раскрытия струи имеем

$$R = 2\mu(p_0 - p_a)S, \quad (3)$$

где S — площадь сечения канала. Сплошная линия на рис. 4 — расчет по формуле (3) для начальных параметров, соответствующих линии насыщения фреона-11. Видно, что за исключением двух точек экспериментальные данные близки к расчетной прямой. Для установления связи между измеренными значениями реактивных усилий и формой струй вскипающего фреона-11 проведено фотографирование и наблюдение за струей. При достаточно высокой температуре $T_0/T_c \geq 0,84$ форма струи отличается от струи не вскипающей жидкости и приобретает конусность. При $T_0/T_c \geq 0,9$ угол раскрытия конуса возрастает примерно до 100° . Дальнейшее увеличение температуры и включение механизма взрывного вскипания вызывают изменение формы струи от конусной полой к параболической

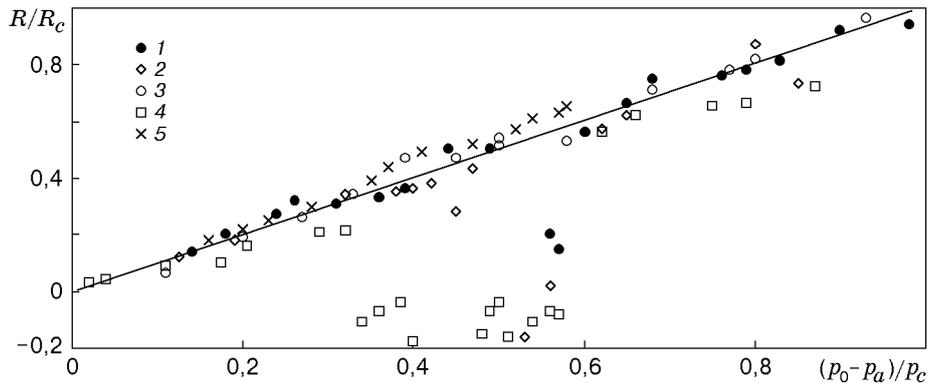


Рис. 5. Относительная реактивная сила струй вскипающих жидкостей, истекающих через короткий канал в атмосферу, для различных конфигураций выходных фланцев, представленных на рис. 3:

1 — фреон-11 (фланец 3); 2 — *n*-пентан (фланец 3); 3 — *n*-пентан (фланец 2); 4 — *n*-пентан [16] (фланец 1); 5 — вода [11] (фланец 2); сплошная линия — расчет по формуле (3)

полой, а при $T_0 = 155; 157\text{ }^\circ\text{C}$ ($T_0/T_c \approx 0,91$) наблюдается полный развал струи. На рис. 4 этим условиям соответствуют точки, выпавшие из общей зависимости ($\Delta p = 2,4\text{ МПа}$). Опыты с фреоном-11 проводились с выходным фланцем 3, показанным на рис. 3.

Такой же подход (наблюдение, фотографирование и измерение реактивной силы) использован при экспериментальном изучении струи вскипающего *n*-пентана ($p_c = 3,37\text{ МПа}$, $T_c = 197\text{ }^\circ\text{C}$). Проведены серии опытов со сменой выходных фланцев (конфигурации 2 и 3 на рис. 3). Установлено, что струя *n*-пентана при тех же начальных температурах, что и в опытах с фреоном-11, принимает аналогичные формы: конусообразную, параболическую, раскрытую полностью. В случае фланца 2 на всем температурном интервале линии насыщения, вплоть до T_c , не наблюдалось полного развала струи. Величина реактивной силы не испытывала немонотонных изменений, и ее значения согласовывались с гидравлическим расчетом. Что касается опытов с фланцем 3, то поведение формы струи и динамическая реакция почти полностью повторяют результаты опытов с фреоном-11. Отличие состояло в том, что полный развал был более устойчив и охватывал больший участок параметров состояния. Это может быть связано с более низким значением p_0 в области развала струи, чем у фреона-11, а значит, с меньшей скоростью истечения. Отметим, что критические температуры фреона-11 и *n*-пентана мало отличаются, в то время как отношение их критических давлений составляет 1,3.

Для обобщения экспериментальных данных по измерению реактивной отдачи струй вскипающих жидкостей, истекающих через короткий канал в атмосферу, целесообразно использовать метод термодинамического подобия. В работах [3, 15] такой прием применялся по отношению к расходу вскипающих жидкостей. Поскольку на расход жидкости в режиме истечения с сильной фазовой неравновесностью существенное влияние оказывает только термодинамически определенный взрывной процесс вскипания, то применение этого метода оказалось эффективным. На рис. 5 результаты опытов по измерению реактивной силы представлены в безразмерных координатах. В качестве масштаба давления выбрано давление в термодинамической критической точке p_c , реактивной силы — значение R_c в приближении гидравлического режима истечения (см. (3)) для начального давления $p_0 = p_c$. Видно, что большинство измеренных значений реактивной силы для разных веществ близки к прямой, рассчитанной по формуле (3). Данные для воды взяты из работы [11], где описаны опыты с геометрией выходного фланца, подобной геометрии фланца 2 на рис. 3. В отсутствие плоскости вблизи выходного сечения канала в опы-

тах [11] развал струи воды не наблюдался. Аналогичный монотонный вид зависимости $R(\Delta p)$, близкий к расчетному, получен в экспериментах с n -пентаном для фланца 2. Для фланца 1 использованы данные опытов с n -пентаном, приведенные в работе [16]. В этом случае отрицательные значения реактивной отдачи находятся в интервале относительных давлений от 0,4 до 0,6 (см. рис. 5), что соответствует температурному интервалу от 140 до 165 °С. В этой работе указано на обусловленность резкого снижения величины R полным развалом струи. Вследствие эффекта Коанда, который приводит к существенному изменению течения около рабочей камеры, второе слагаемое в (2) становится сравнимым с реактивной отдачей струи и даже может превышать ее. В результате общая сила, действующая на аппарат, имеет отрицательное значение. В опытах с фланцем 3 (см. рис. 3) данные для n -пентана и фреона-11 близки.

Заключение. Проведены измерения реактивной силы струи вскипающей жидкости в термодинамически сильнонеравновесном режиме истечения. Термодинамическая определенность взрывного вскипания позволила обобщить экспериментальные данные. Визуальные наблюдения позволили связать резкое уменьшение реактивной отдачи струи с полным ее развалом, что, в свою очередь, обусловлено интенсивным объемным вскипанием и взаимодействием струи с плоскостью за выходным срезом канала. Для струй вскипающей воды эффект Коанда, способствующий полному раскрытию струи, проявляется уже при $T_0/T_c \approx 0,75$ [17], что связано с высокой объемной плотностью в воде легкоактивируемых зародышей пара. Этим вода отличается от большинства изученных жидкостей, для которых условия интенсивного вскипания при истечении через короткие каналы в атмосферу выполняются при $T_0/T_c \approx 0,9$ в соответствии с классической моделью гомогенного зародышеобразования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шуравенко Н. А., Исаев О. А., Скрипов В. П. Взрывное вскипание перегретой жидкости при истечении через короткие насадки // Теплофизика высоких температур. 1975. Т. 13, № 4. С. 896–898.
2. Решетников А. В., Исаев О. А., Скрипов В. П. Критические расходы вскипающей жидкости и конденсирующегося газа при неравновесном режиме истечения // Теплофизика высоких температур. 1988. Т. 26, № 3. С. 544–548.
3. Решетников А. В., Исаев О. А., Скрипов В. П. Расход вскипающей жидкости при истечении в атмосферу. Переход от модельного вещества к воде // Теплофизика высоких температур. 1988. Т. 26, № 4. С. 774–777.
4. Исаев О. А., Решетников А. В., Скрипов В. П. Изучение критического запираания стационарных неравновесных потоков вскипающей жидкости // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1988. № 6. С. 114–121.
5. Исаев О. А., Неволин М. В., Уткин С. А. Форма распада струи вскипающей жидкости // Термодинамика метастабильных систем. Свердловск: Изд-во УрО АН СССР, 1989. С. 33–39.
6. Решетников А. В., Женихов А. А., Скрипов В. П. Влияние условий входа и выхода на развал струи вскипающей воды // Тр. I Рос. нац. конф. по теплообмену, Москва, 21–25 нояб. 1994 г. М.: Моск. энерг. ин-т, 1994. Т. 6. С. 200–204.
7. Исаев О. А., Неволин М. В., Скрипов В. П., Уткин С. А. Реакция струи вскипающей жидкости // Теплофизика высоких температур. 1988. Т. 26, № 5. С. 1028–1030.
8. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
9. Reba I. Applications of the Coanda effect // Sci. Amer. 1966. V. 214, N 6. P. 84–92.

10. **Павлов П. А.** Динамика вскипания сильноперегретых жидкостей. Свердловск: Изд-во УрО АН СССР, 1988.
11. **Виноградов В. Е., Сеницын Е. Н., Скрипов В. П.** Расходные и тяговые характеристики потока вскипающей воды, истекающей через короткие сопла Лавалья // Теплоэнергетика. 1987. № 6. С. 56, 57.
12. **Павлов П. А., Исаев О. А.** Барокапиллярная неустойчивость поверхности струи перегретой жидкости // Теплофизика высоких температур. 1984. Т. 22, № 4. С. 745–752.
13. **Хлесткин Д. А., Коршунов А. С., Каницев В. П.** Определение расходов воды высоких параметров при истечении в атмосферу через цилиндрические каналы // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1978. № 5. С. 126–135.
14. **Ляховский Д. Н.** Кинематический ультрадиффузор и перспективы применения его в топочной технике // Теплопередача и аэрогидродинамика. Л.: Машгиз, 1955. С. 3–128.
15. **Скрипов В. П., Шуравенко Н. А., Исаев О. А.** Запирание потока в коротких каналах при ударном вскипании жидкости // Теплофизика высоких температур. 1978. Т. 16, № 3. С. 563–568.
16. **Исаев О. А., Неволин М. В., Баранчиков Д. В., Скрипов В. П.** Реакция струи вскипающей жидкости при истечении в атмосферу / Ин-т теплофизики УрО АН СССР. Свердловск, 1988. Деп. в ВИНТИ 30.11.88, № 8446-B88.
17. **Решетников А. В., Исаев О. А., Мажейко Н. А., Буланов Н. В.** Развал струи вскипающей воды // Тепломассообмен: Материалы Междунар. форума по тепломассообмену, Минск, 18–22 мая 1992 г. Минск: Ин-т тепломассообмена им. А. В. Лыкова АН Беларуси, 1992. Т. 4, ч. 1. С. 115–117.

*Поступила в редакцию 15/ХІІ 1998 г.,
в окончательном варианте — 16/ІІІ 1999 г.*
