

УДАРНЫЙ РЕЖИМ КИПЕНИЯ, ТЕОРИЯ И ПРИЛОЖЕНИЯ

АННОТАЦИЯ

Экспериментально и теоретически исследованы процессы парообразования на центрах флуктуационного происхождения. Найдены закономерности гидродинамики и теплообмена в режимах интенсивного флуктуационного зародышеобразования. Выяснены необходимые условия измерения свойств предельно перегретых и пересыщенных жидкостей. Показана возможность применения исследованных импульсных режимов для измерения свойств жидкости в метастабильных состояниях. Сформулированы проблемы прогноза и расчета динамики околоспинодального разрушения жидкой фазы.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время достаточно полно изучены фазовые диаграммы теплоносителей и кинетика фазовых переходов. Имеется богатый набор полуэмпирических формул для расчета тепловых потоков около бинодали при малых и умеренных перегревах. Исключением является область фазовых состояний вблизи спинодали жидкость-пар. Здесь имеются проблемы обоснованного расчета тепло-массообмена.

Достоверную информацию об околоспинодальном состоянии можно получить в ударном режиме кипения, когда роль готовых центров кипения в процессе приближения к спинодали пренебрежимо мала [1,2]. В ранее проведенных экспериментальных исследованиях ударного режима (УР) обнаружено явление взрывного вскипания на центрах флуктуационного происхождения [3], которое позже стало применяться в струйных принтерах. УР понимается как асимптотически достижимый режим в энергонапряженных процессах.

Теплофизические свойства предельно перегретых жидкостей рассмотрены в работах [4, 5]. Оказалось, что с достаточной для приложений точностью можно пренебрегать изменением свойств с изменением давления и пользоваться табличными данными на линии насыщения для заданной температуры перегрева. Этот факт объяснен тем обстоятельством, что естественной метрикой на фазовой плоскости является расстояние вдоль изохор.

Гидродинамика предельно перегретых жидкостей экспериментально изучалась в работе [6]. В быстрых потоках наблюдалось контрастное разделение во вскипающей жидкости областей гомогенной метастабильной жидкости и области равновесного паросодержания с промежуточной узкой щелью взрывного парообразования. На этих щелях в дозвуковых потоках образовывались скачки давления, похожие на ударные волны разряжения.

В настоящей работе продолжено теоретическое исследование современного экспериментального базиса по ударному режиму вскипания. Получены новые данные по динамике и теплообмену в УР.

2. СВОЙСТВА ЖИДКОСТИ ПРИ ПРЕДЕЛЬНЫХ ПЕРЕГРЕВАХ

Как отмечено выше, аномалий в свойствах при достигнутых перегревах не обнаружено. Поэтому при расчетах температурного поля и тепловых потоков в метастабильной жидкости нет принципиальных трудностей. Известная математическая проблема возникает только в задачах с сильным перепадом температуры, следовательно, и теплофизических свойств. Эта проблема существенно сужает возможности методов измерения теплофизических свойств в опытах по импульсному изобарическому перегреву.

Известные решения, применяемые в измерениях методом импульсного перегрева, связывают экспериментальные данные с коэффициентом теплопроводности и удельной объемной теплоемкостью. Для измерения этих одновременно неизвестных величин решается обратная задача. Даже если бы свойства не изменялись с температурой, эти обратные задачи обладают плохим свойством – неизбежным усилением в несколько раз относительных результатов измерения по отношению к относительной погрешности измеряемых параметров. При реальном изменении свойств на 50% в интервале температуры перегрева пристеночного слоя теряется смысл измерений.

Показанные объективные трудности в часто практикуемых измерениях, тем не менее, оставляют возможность качественно контролировать появления аномалий в тепловой активности метастабильной жидкости. Опыты с темпом перегрева до 10^7 К/с показали, что ожидаемых предспинодальных аномалий в коэффициенте тепловой активности нет.

Перспективным представляется метод импульсного перегрева в УР с заходом в предспинодальную область быстрым сбросом давления. В таких опытах перепад температуры можно ограничить 10К и применять методику относительных измерений [4]. Результаты проведенных измерений также свидетельствуют об отсутствии аномалий в свойствах во всей доступной области фазовых состояний кроме окрестности термодинамической критической точки.

3. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПРЕДЕЛЬНЫХ ПЕРЕГРЕВАХ

Весьма «скучный» результат, представленный выше по свойствам, не сильно упростил общую теорию теплообмена предельно перегретых жидкостей в УР. Здесь ключевой оказывается задача с

модуляцией тепловых потоков пузырьками флуктуационного происхождения. Отличим УР от режимов кипения на готовых центрах является принципиальная возможность провести все расчеты из первых принципов. Здесь отсутствует неопределенность, вызванная невозможностью предсказать число действующих в системе пузырьков.

Рассмотрим явление пристеночного УР на гладкой стенке. Появляющиеся на нагревателе пузырьки, как правило, «сидят» на стенке. В окрестности линии смачивания (ЛС) тепловые потоки оказываются значительно выше, чем средний тепловой поток от стенки q . Достаточно простой вариант теории теплообмена получается введением погонной (на ед. длины ЛС) плотности теплового потока от металлического нагревателя к ЛС [7]. В результате «расщепления» плотностей теплового потока в жидкость q' и к ЛС $\bar{q}(\tau)$, плотность теплового потока от нагревателя в момент времени t можно записать в виде:

$$q(t) = (1 - S(t))q' + \int_0^t L(t, \tau) \bar{q}(\tau) d\tau, \quad (1)$$

где $S(t)$ – удельная сухая площадь нагревателя, $L(t, \tau)$ – распределение длины линии смачивания по времени существования её участков τ , отнесенное к единице площади нагревателя; $\bar{q}(\tau)$ – погонная мощность теплового потока к линии смачивания, существующей время τ .

В расчете $\bar{q}(\tau)$ возникают три проблемы. Во-первых, не ясна геометрия межфазной поверхности вблизи ЛС. Видимый на моментальных микрофотографиях угол смачивания прямой, однако, на субмикронном уровне эффективный угол смачивания оттекающей жидкости в принципе может лежать в широких пределах.

Во-вторых, не решенной оказывается задача расчета динамики течения пара в пузырьке при интенсивном испарении с окрестности ЛС. Линии тока имеют сложную форму с возможным окончанием в точках конденсации как на лобовой части пузырька, так и на скачках конденсации.

Наконец, в-третьих, неизвестен коэффициент испарения (конденсации) предельно перегретых жидкостей. Этот коэффициент приходится брать равным единице из-за отсутствия тестированной теории или достоверных экспериментальных данных.

На основе расчета задачи с прямым углом смачивания и с дозвуковым течением пара [7] найден способ экспериментального определения эффективного угла смачивания и коэффициента испарения при произвольном режиме течения.

С применением теории испарения [8,9] выяснены условия критического, докритического (дозвукового) и смешанного режима течения пара вблизи ЛС. При этом приходится постулировать, что зоны критического и докритического течения взаимно независимы. В таком приближении получены весь-

ма громоздкие формулы для всех режимов течения пара. Расчеты показали, что как при отрицательных давлениях, так и при положительных вклад теплоподвода к ЛС в общий тепловой баланс пузырька незначителен. В то же время средний тепловой поток от нагревателя в развитой фазе вскипания определяется величиной $q(t)$. Вскипание может как усилить $q(t)$, так и уменьшить.

4. ВЫСОКИЕ ЧАСТОТЫ ФЛУКТУАЦИОННОГО ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ

Импульсный метод перегрева жидкости с темпом 10^5 – 10^7 К/с позволил впервые изучать кинетику зародышеобразования при частоте от 10^{20} м⁻³ с⁻¹ до 10^{30} м⁻³ с⁻¹. При меньшей скорости перегрева без специальной очистки системы устойчивый УР не получается. Обобщение опытных данных по перегреву, растяжению или быстрому пересыщению жидкостей дает основание принять частоту 10^{20} м⁻³ с⁻¹ минимально необходимой для гарантированного УР.

Возмущение температуры, вызванное взрывным вскипанием, $\eta(t)$ является функционалом от частоты флуктуационного зародышеобразования $J(T(t))$ и ряда параметров, влияющих на теплоперенос в системе нагреватель – жидкость – паровые пузырьки. Можно показать, что в начальной стадии вскипания при разогреве с темпом \dot{T} выполняется формула

$$\frac{d}{dt} \ln(|\eta(t)|) = G_T \cdot \dot{T}, \quad (2)$$

где введено обозначение $G_T = \frac{d}{dT} \ln J(T) \approx \text{const}$.

Функция $\eta(t)$ в формуле (2) берется по модулю в связи с тем, что ее знак в опытах зависит от режима.

Информация, полученная из опытных данных по формуле (2), как правило, доказывает, что крутизна нарастания частоты зародышеобразования с температурой при положительных давлениях меньше расчетной из теории гомогенного флуктуационного зародышеобразования [5]. Опыты при отрицательных давлениях пока не дали однозначного утверждения из-за большой погрешности измерений [10].

По формуле (2), очевидно, нельзя сосчитать фиксируемую в опыте частоту зародышеобразования и обоснованно сделать точное сравнение с теорией. Для получения полной информации о кинетике зародышеобразования нужно строить общую теорию теплового сигнала о вскипании.

Достаточно обозримой получается теория, построенная на основе формулы (1). Удельную сухую площадь можно записать из статистической теории Колмогорова [11]:

$$S(t) = 1 - \exp(-S_0(t)), \quad (3)$$

где $S_0(t)$ – удельная сухая площадь в текущий момент времени t , рассчитанная без учета взаимного

пересечения пузырьков. Она рассчитывается через частоту зародышеобразования, скорость роста пузырьков, свойства жидкости и профиль температуры около нагревателя.

Расчет распределения длины линии смачивания ранее не проводился. Она легко рассчитывается без учета взаимодействия пузырьков. Из интуитивных соображений можно учесть это взаимодействие:

$$L(t, \tau) = L_0(t, \tau) \exp[-S_0(t)], \quad (4)$$

где $L_0(t, \tau)$ – распределение длины линии смачивания по времени существования её участков τ , отнесенное к единице площади нагревателя без учета взаимного перекрытия пузырьков.

Формулы (3), (4) проверены методом компьютерного моделирования [12]. Выяснено, что эти формулы хорошо работают (погрешность менее 19%) при относительном осушении стенки меньше 80%. Найдены эмпирические поправки к этим формулам.

Вдали от термодинамической критической точки температурное возмущение, вызванное вскипанием на 20-микронной проволочке, обычно составляет десятые доли градуса. Поэтому в первом приближении зависимость средней температуры проволочки от времени считается линейной, со скоростью роста температуры \dot{T} равной \dot{T} до вскипания.

Из баланса тепла после интегрирования теплового потока (1) получено температурное возмущение, вызванное взрывным вскипанием – $\eta(t)$. При этом для точного выяснения характеристик явления интенсивного флуктуационного зародышеобразования учитывается взаимная корреляция между $\eta(t)$ и частотой зародышеобразования. Разработана процедура решения задачи методом последовательного приближения.

Общая формула для $\eta(t)$ содержит, кроме частоты зародышеобразования, один подгоночный коэффициент, связанный с эффективным краевым углом, и плохо определенный коэффициент конденсации. Путем графической подгонки расчетной и опытной функции $\eta(t)$ неопределенность снимается, устанавливается экспериментальная зависимость частоты зародышеобразования от температуры $J(T)$.

Практическая реализация восстановления $J(T)$ усложнена тем обстоятельством, что для выделения в опыте сигнала $\eta(t)$ применяются устройства, отфильтровывающие низкочастотную часть спектра. Для учета искажения сигнала этими фильтрами по их передаточной функции необходима точная аппроксимация $\eta(t)$. Эту операцию оказалось удобнее заменять соответствующей фильтрацией теоретической функции $\eta(t)$. В качестве оператора преобразования функции $\eta(t)$ удобно применять оператор запаздывания с временем запаздывания τ : $\eta(t) \rightarrow \eta(t) - \eta(t + \tau)$. С соответствующей переда-

точной функцией устанавливается фильтр в измерительном устройстве.

Из сравнения образа теоретической функции $\eta(t)$ и опытного сигнала получена информация о кинетике зародышеобразования. Подтверждена ранее полученная информация о заниженной относительно расчетной крутизне нарастания частоты зародышеобразования с температурой.

5. УДАРНАЯ ВОЛНА РАЗРЕЖЕНИЯ

В рамках эмульсионного приближения рассчитаем поле давления в стационарном потоке перегретой жидкости [3,6]. Рассмотрим стационарный одномерный поток,двигающийся со скоростью u вдоль оси z . Удельный поток массы $j = u/v$ полагаем постоянным, поэтому скорость течения u однозначно связана со средней плотностью парожидкостной среды v . Уравнение для поля давления $p(z)$ имеет следующий вид:

$$p(z) = p_0 - j^2 [v(z) - v']. \quad (5)$$

В начале координат $v(0) = v'$, т.е. $p_0 = p(0)$. При строгой постановке задачи к уравнению (5) нужно добавить уравнение сохранения энергии. Это уравнение ниже заменено следующими утверждениями:

- 1 — запасенного жидкостью тепла достаточно для полного превращения дисперсной фазы в пар;
- 2 — изменение температуры несущественно влияет на течение.

Из условия сохранения массы получаем формулу для расчета удельного объема микроэмульсии через удельные объемы жидкости и пара (v', v''):

$$v(z) = v' + (v'' - v') k \phi(z). \quad (6)$$

Здесь k – весовая концентрация дисперсной фазы, $\phi(z)$ – вероятность выкипания дисперсной фазы к моменту достижения координаты z , $v'' \propto 1/p$, $v' = \text{const}$.

Определим вероятность вскипания капли микроэмульсии через время ее движения t :

$$\phi(t) = 1 - \exp \left[-V \int_0^t J(p(t')) dt' \right]. \quad (7)$$

Здесь V – объем отдельной капли микроэмульсии. Частота зародышеобразования в дисперсной фазе $J(p) = J_0 \exp(-p(z)G_p)$ задается текущим давлением. Комплекс G_p известен из теории нуклеации [1]. Он близок к изотермической производной работы образования критического пузырька по давлению. В формуле (7) время связано с координатой $dt = dz/u = dz/(jv(z))$, поэтому с учетом функциональной зависимости $v = v(p, t) = v(p(z))$ из уравнений (5)–(7) получаем решение задачи:

$$ZI = \int_p \frac{1}{kI^2} \frac{(1 + I^2 - x) \exp((x-1)g)}{(v_0''/v' - x) - x + x^2} \frac{(2x-1)v_0''/v' - x^2}{v_0''/v' - x} dx, \quad (8)$$

где $v_0'' = v''(p_0)$, введены безразмерные комплексы:

$$Z = \frac{VJ(p_0)}{\sqrt{v'p_0}} z, \quad I^2 = \frac{j^2 v'}{p_0}, \quad g = G_p p_0, \quad P = \frac{p(z)}{p_0}.$$

Крутизна волны разрежения обратно пропорциональна относительной производной

$$\frac{dZ/dP(P)}{dZ/dP(P=1)} = (v_0''/v' - 1)k \times \frac{(1 + I^2 - P) \exp((P-1)g) (2P-1) v_0''/v' - P^2}{kI^2 (v_0''/v' - P) - P + P^2} \quad (9)$$

Эту производную можно сделать как угодно малой еще до критического режима при стремлении показателя экспоненты $(1 - P_\infty)g$ к бесконечности.

Результаты расчетов по формуле (8) течения предельно перегретой жидкости показали, что скорость уменьшения относительного давления P с ростом приведенной координаты Z зависит от начальной частоты флуктуационного зародышеобразования. При величине параметра $(1 - P_\infty)g = 6$ и выше положительная обратная связь между давлением и частотой зародышеобразования настолько усиливает крутизну профиля давления, что он становится неотличимым от ударной волны разрежения.

Моделирование вскипающей индивидуальной жидкости микроэмульсией допустимо только в УР. Это связано с тем обстоятельством, что в УР основной вклад в парообразование дают пузырьки прогнозируемого, постоянного радиуса [3].

Эти результаты согласуются с проведенными ранее исследованиями течения метастабильной жидкости в чистых плоских насадках [6]. В расчетах и в опытах имеет место скачкообразный переход метастабильной жидкости в парожидкостную равновесную среду.

Численное исследование формул (8), (9) показало принципиальную возможность из измерений толщины переходного слоя получать информацию о величине комплекса g .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теория УР в настоящее время дает возможность из специальных импульсных измерений получать полную информацию о зависимости частоты флуктуационного зародышеобразования от температуры. Кроме того, появилась возможность уточнить величину погонного теплового потока к ЛС и, следовательно, вычислить эффективный краевой угол.

Имеются теоретические основания применять УР для измерения свойств предельно перегретой жидкости. В частности, УР используется для определения координат термодинамической критической точки, для идентификации индивидуальных жидкостей и растворов, а также для изучения высокотемпературных быстрых химических реакций [3,13].

Тривиальным представляется использование УР в устройствах по выталкиванию малых капель рабочей, высвобождаемой при релаксации сильно перегретой жидкости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 04-02-16251).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- УР – ударный режим;
ЛС – линия смачивания (линия трёхфазного контакта, three-phase-contact-line);
 $L(t, \tau)$ – распределение длины ЛС по времени, $\text{м}^{-1} \text{с}^{-1}$;
 q – средний (по поверхности) тепловой поток от нагревателя, $\text{Вт}/\text{м}^2$;
 $\bar{q}(\tau)$ – погонная мощность теплового потока к ЛС, существующей время τ , $\text{Вт}/\text{м}$;
 $\eta(t)$ – возмущение температуры вскипанием в момент времени t , К ;
 t, τ – время, с .
 j – удельный поток массы, $\text{кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
2. Павлов П.А., Скрипов В.П. Вскипание жидкости при импульсном нагреве // Теплофизика высоких температур. 1965. Т.3. №1. С.109–114.
3. Павлов П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1988. 244 с.
4. Мулюков Р.Р., Павлов П.А. Экспериментальное исследование теплофизических свойств перегретого н-пентана // Теплофизика высоких температур. 1982. Т.20. №1. С.49–53.
5. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии / В.П. Скрипов, Е.Н. Синицын, П.А. Павлов и др. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
6. Павлов П.А., Исаев О.А. Изучение парообразования в насадке при истечении перегретой жидкости из камеры высокого давления // Теплофизика высоких температур, 1985. Т. 23. №4. С. 714–720.
7. Pavlov P.A. Heat Transfer under the Conditions of near-wall Explosive Boiling-up // Journal of Engineering Thermophysics. 2003. Vol.12. No.1. P. 25–38.
8. Найт Ч. Дж. Теоретическое моделирование быстрого поверхностного испарения при наличии противодействия // Ракетная техника и космонавтика. 1979. Т.17. С.81–86.
9. Labuntsov D.A., Kryukov A.P. Analysis of intensive Evaporation and Condensation // Intern. Heat Mass Transfer. 1978. Vol. 22. P. 989–1002.
10. Vinogradov V.E., Pavlov P.A. Cavitation strength of water solutions // Journal of Engineering Thermophysics, 2002. Vol. 11. No. 4. P. 353–363.
11. Колмогоров А.Н. К статистической теории кристаллизации металлов // Изв. АН СССР. Сер. Математика. 1937. Вып. 3. С. 355–359.
12. Митрофанов С.М., Павлов П.А. Моделирование процесса взрывного пристеночного парообразования // Труды третьей Рос. нац. конф. по теплообмену. М.: Издательство МЭИ, 2002. С. 144–147.
13. Павлов П.А., Скрипов П.В. Парообразование в полимерных жидкостях при быстром разогреве // ТВТ. 1998. Т. 36. № 3. С.448–455.