

УДК 53:621.892.6:66.046.7

СТРУКТУРНЫЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ СЛОЖНЫХ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ**Розенцвайг А.К., Страшинский Ч.С.***Казанский (Приволжский) федеральный университет, Набережночелнинский институт (филиал),
Набережные Челны, e-mail: a_k_r@mail.ru*

Работа посвящена вопросам моделирования сложного тепло- и массообмена в системах несмешивающихся жидкостей на основе механизмов элементарных физических явлений. Изучено поведение перегретых капель с фазовыми превращениями в жидкостной эмульсии. В частности, рассмотрена структура межфазного переноса теплоты при кипении перегретых капель дисперсной фазы в объеме сплошной среды эмульсии. Фазовые превращения способствуют формированию различных парожидкостных агрегатов, конфигурация которых предопределяет характер тепловых процессов. Подобные классическим моделям для однородных жидкостей универсальные теоретические представления для гетерогенных жидкостных смесей отсутствуют. С другой стороны, и полумпирические модели переноса теплоты не могут быть сформулированы априори. Расчетные зависимости, обобщающие экспериментальные данные, также необходимо обосновывать, учитывая состав и форму гетерогенной межфазной границы. Ранее было предложено структуру сложных гидродинамических процессов в неустойчивых эмульсиях представлять совокупностью механизмов элементарных физических явлений. Показано, что каждому из них соответствует безразмерный критерий, который полностью отражает его физическое содержание. В них локализуется только та часть физико-химических и геометрических размерных переменных, которая входит в состав реально действующего элементарного явления. Остальные могут оставаться неизменными или статистически не значимыми в рамках реализуемого режима сложного теплообменного процесса. Это особенно актуально для кипения эмульсий с весьма значительным числом теплофизических факторов двух жидкостей и их паровых фаз. Рассмотрен системный подход к формированию модельных представлений теплообмена в эмульсиях при фазовых превращениях в низкокипящей дисперсной фазе. Обоснованы возможные структуры механизмов элементарных физических явлений сложного явления теплообмена в эмульсии несмешивающихся жидкостей. В качестве критерия классификации использовано энергетическое балансовое соотношение для каждой структуры парожидкостных агрегатов дисперсной фазы. Показано, как формируются модельные зависимости в безразмерной критериальной форме в типичных для кипения капель дисперсной фазы ситуациях.

Ключевые слова: жидкостные эмульсии, тепломассообмен, кипение, фазовые превращения, парожидкостные капли, механизмы элементарных физических явлений

THE STRUCTURAL APPROACH TO MODELING COMPLEX PROCESSES OF HEAT EXCHANGE IN THE BOILING OF LIQUID EMULSIONS**Rosentsvayg A.K., Strashinskiy Ch.S.***Kazan (Volga region) Federal University, Naberezhnye Chelny (Branch) Institute, Naberezhnye Chelny,
e-mail: a_k_r@mail.ru*

The work is devoted to the issues of modeling complex heat and mass transfer in systems of immiscible liquids based on the mechanisms of elementary physical phenomena. The behavior of superheated droplets with phase transformations in a liquid emulsion has been studied. In particular, the structure of interfacial heat transfer during boiling of the superheated droplets of the dispersed phase in the volume of the continuous medium of the emulsion is considered. Phase changes contribute to the formation of various vapor-liquid aggregates, the configuration of which predetermines the nature of thermal processes. Similar to the classical models for homogeneous liquids, there are no universal theoretical ideas for heterogeneous liquid mixtures. On the other hand, semi-empirical models of heat transfer cannot be formulated a priori. Calculated dependencies, which generalize experimental data, also need to be justified, considering the composition and shape of the heterogeneous interphase boundary. Previously, it was proposed to represent the structure of complex hydrodynamic processes in unstable emulsions by a combination of mechanisms of elementary physical phenomena. It is shown that each of them corresponds to a dimensionless criterion, which fully reflects its physical content. Only that part of physicochemical and geometrical dimensional variables is localized in them, which is part of the actual elementary phenomenon. The rest may remain unchanged or not statistically significant within the framework of the implemented regime of a complex heat exchange process. This is especially true for boiling emulsions with a very significant number of thermal factors of two liquids and their vapor phases. A systematic approach to the formation of model representations of heat transfer in emulsions during phase transformations in the low-boiling dispersed phase is considered. The possible structures of the mechanisms of the elementary physical phenomena of the complex phenomenon of heat transfer in an emulsion of immiscible liquids are substantiated. A systematic approach to the formation of model representations of heat transfer in emulsions during phase transformations in the low-boiling dispersed phase is considered. The possible structures of the mechanisms of the elementary physical phenomena of the complex phenomenon of heat transfer in an emulsion of immiscible liquids are substantiated. The energy balance ratio for each structure of the vapor-liquid aggregates of the dispersed phase was used as a classification criterion. It is shown how model dependencies are formed in a dimensionless criterial form in situations typical for boiling droplets of the dispersed phase.

Keywords: liquid-liquid emulsion, heat and mass transfer, boiling, phase change, vapor-liquid drop, mechanisms of elementary physical phenomenon

В самых различных отраслях промышленности в качестве рабочих и технологических агентов используют эмульсии несмешивающихся жидкостей. Значительные объемы рабочих жидкостей в виде масляных композиций, эмульсий, аэрозолей используют в технологических процессах машиностроения. В частности, их применяют для охлаждения рабочих поверхностей заготовок и инструмента при обработке металлов, смазки узлов станков и машин. Разработка новых и интенсификация существующих технологических процессов во многом связана с теплообменом при кипении жидкостных эмульсий [1, 2]. Поэтому исследование их гидродинамических и теплофизических характеристик в конкретных промышленных условиях остается одной из актуальных технических и научных задач [3, 4].

Нестационарный теплообмен при кипении жидкостных эмульсий весьма сложен не только для аналитического анализа, но и для экспериментального наблюдения [5–7]. Традиционный параметрический анализ сложных многофакторных процессов в эмульсиях несмешивающихся жидкостей с фазовыми превращениями зачастую носит формальный характер [8, 9]. Он не отражает того, что одни и те же размерные параметры могут одновременно входить в состав нескольких механизмов элементарных физических явлений (МЭФЯ) [10, 11]. Характер влияния переменных полностью предопределяется природой каждого из элементарных явлений, в которых они участвуют. Однако состав МЭФЯ формируется каждый раз частным образом в зависимости от параметров жидкостей и внешних условий. Поэтому каждая переменная может представлять результат совместного взаимосвязанного протекания различных по своей природе процессов, вклад каждого из которых неоднозначен.

Более определенным является выбор совокупности элементарных физических явлений, которые могут входить в состав сложного процесса при заданных внутренних и внешних условиях [12]. МЭФЯ обобщают разнородную теоретическую и эмпирическую информацию и обосновывают структуру критериальных зависимостей, которые обеспечивает сопоставимость моделей с реальными данными экспериментальных измерений.

Цель исследования: обоснование методики формирования моделей сложных, неформализуемых процессов теплообмена в жидкостных эмульсиях с фазовыми превращениями, использовании МЭФЯ в качестве инвариантных модельных элементов, уточнении структуры и состава феномено-

логических моделей, адекватных реальным технологическим условиям и априорным физическим представлениям.

Материалы и методы исследования

Механизмы элементарных физических явлений отражают существующие физические представления о тепловых процессах внутри перегретых капель жидкости в эмульсии. Известны два режима вскипания (нуклеации) однородной жидкости при температуре $T_f > T_{sat,f}$: у твердой поверхности нагрева (режим гетерогенной нуклеации) и в неограниченном объеме перегретой жидкости (режим гомогенной нуклеации). Эти же два вида нуклеации характерны для эмульсии с недогретой дисперсной фазой, когда, при температуре сплошной среды $T_{c,f}$ когда $T_{sat,d} > T_{c,f} > T_{sat,c}$, кипение сплошной среды эмульсии отличается от однородной жидкости наличием пузырьков пара наряду с каплями дисперсной фазы.

В эмульсии с недогретой сплошной средой с температурой $T_{c,f}$ когда $T_{c,f} < T_{sat,c}$ но с перегретой дисперсной фазой, при $T_{sat,c} > T_{d,f} > T_{sat,d}$ нуклеация происходит внутри капель. Прогрев всего объема капель до температуры $T_{sat,d}$ насыщенных паров сдерживается парообразованием в перегретом шаровом слое у замкнутой межфазной поверхности, которая становится поверхностью нагрева с температурой $T_{c,f}$. Причем тепловая энергия, в отличие от кипения сплошной среды эмульсии, аккумулируется перегретым объемом капель.

Кипение в замкнутом объеме, ограниченном подвижной поверхностью

Парообразование в замкнутом объеме капель является принципиально новым видом кипения, который ограничен подвижной поверхностью нагрева. Он происходит в условиях, когда $T_{sat,c} > T_{d,f} > T_{sat,d}$ и может продолжаться до тех пор, пока капля полностью испарится и наступит равновесное состояние при температуре $T_{d,v} = T_{c,f}$.

В эмульсии образование пузырьков пара с радиусом R происходит в каплях с диаметром d при давлении в сплошной среде P_c . В этих условиях внешнее давление получает приращение на величину двойного капиллярного давления

$$\Delta P_d + \Delta P_R = \frac{\sigma_{n,d}}{d} + \frac{2\sigma_{d,v}}{R}. \quad (1)$$

В связи с этим в каплях диспергированной жидкости внутри пузырьков пара температура насыщения $T_{sat,v}$ повышается при изменении давления на величину $\Delta P = \Delta P_d + \Delta P_R$. По Клапейрону – Клаузиусу при фазовом переходе в однородной жидкости изменение давления вдоль кривой насыщения жидкости в жизнеспособном пузырьке пара с радиусом R^* связано с изменением температуры следующим образом:

$$\frac{\Delta P_{f,v}(R^*)}{\Delta T_f} = \frac{L_{dv}}{T_f(1/\rho_v - 1/\rho_f)}. \quad (2)$$

Перегрев $\Delta T_f = T_{c,f} - T_{sat,f}$ необходим для кипения однородной жидкости.

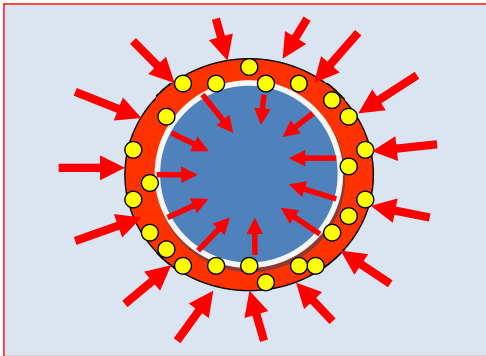
Для образования критических пузырьков пара в каплях перегретой жидкости с учетом капиллярного давления ΔP_d необходим дополнительный перегрев

$\Delta T_d = T_d - T_{sat,d}$, который повышается с уменьшением размера капель. Полное аналитическое описание кипения в таких условиях в настоящее время не представляется возможным.

Качественные физические представления тепловых процессов внутри перегретых капель жидкости в эмульсии

Основное отличие кипения в каплях состоит в том, что фазовые превращения происходят в зам-

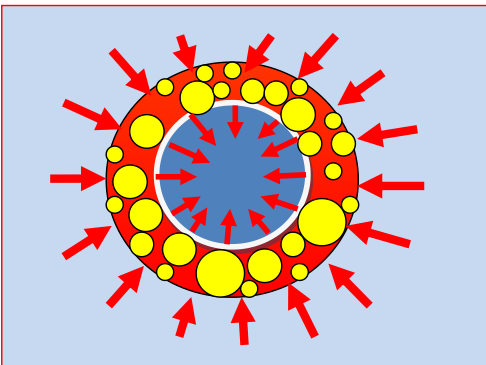
кнутом пространстве, ограниченном эластичной, деформируемой поверхностью раздела в объеме сплошной среды. Парообразование не может изменить массы капли в условиях, если исключено ее дробление. Это пространство представляет собой закрытую термодинамическую систему, которая не рассеивает, а только аккумулирует тепловую энергию внешней сплошной среды. Но объем капли значительно увеличивается пропорционально различиям плотностей ее жидкого и парообразного состояния.



Режим кипения I

Притока теплоты достаточно для поддержания следующих элементарных физических явлений:

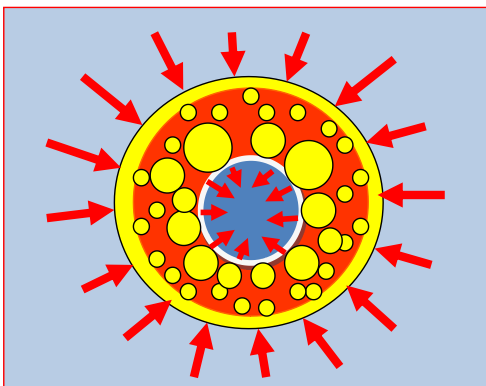
- перегрева поверхности капли,
- гетерогенной нуклеации на внутренней стороне сферической поверхности нагрева,
- образования жизнеспособных зародышей паровой фазы,
- незначительного увеличения объема капли с зародышами паровой фазы.



Режим кипения II

Притока теплоты достаточно для поддержания следующих элементарных физических явлений процессов:

- увеличения толщины внешнего перегретого слоя капли,
- умеренного роста пузырьков пара критического размера,
- прогрева внутреннего объема жидкого ядра капли.
- заметного увеличения объема капли с пузырьками пара.



Режим кипения III

Притока теплоты достаточно для поддержания следующих элементарных процессов:

- формирования парового подслоя у внутренней поверхности капли,
- перегрева парового подслоя
- перегрева внешней поверхности жидкого ядра,
- перехода растущих на ней пузырьков в паровой слой,
- прогрева жидкого ядра,
- значительного увеличения объема парожидкостной капли.

Рис. 1. Режимы кипения перегретых капель дисперсной фазы в жидкостных эмульсиях

При кипении внутри капель проявляются следующие специфические особенности, которые учитываются при дальнейшем рассмотрении:

- тепловая энергия, которая поступает от сплошной среды, аккумулируется внутри объема дисперсной фазы;
- жизнеспособные пузырьки пара с радиусом R^* образуются в приграничном слое перегретой жидкости на внутренней (вогнутой) поверхности капель;
- рост критических пузырьков пара R^* внутри капель не может завершаться отрывом их от поверхности нагрева и способствовать сильной турбулизации в кипящей жидкости, характерной для кипения у твердой поверхности нагрева;
- изменение объема кипящих капель при переходе диспергированной жидкости в парообразное состояние сопровождается движением межфазной поверхности, которое может интенсифицировать конвективный теплообмен с окружающей сплошной средой;
- замкнутая межфазная поверхность нагрева обуславливает сохранение массы при кипении капель дисперсной фазы, но размеры их при этом могут изменяться.

С учетом этих физических представлений можно выделить структуры режимов кипения капель дисперсной фазы в жидкостных эмульсиях, определяют возможный состав МЭФЯ.

На рис. 1 представлены возможные составы МЭФЯ, соответствующие различным режимам кипения. Они аппроксимируют возможные состояния парожидкостных капель, которые соответствуют нестационарному процессу фазовых превращений, движущей силой которого является плотность теплового потока. Состояние термодинамического равновесия, подобного динамическому равновесию в изотермическом объеме эмульсии, наступить не может. Тепловой рост капель может продолжаться, в принципе, до полного перехода их в парообразное состояние. Но он может остановиться на некоторой стадии, если тепловой энергии окажется недостаточно для его продолжения.

Результаты исследования и их обсуждение

Структура моделей переноса теплоты в замкнутой термодинамической системе

Тепловая энергия сплошной среды эмульсии с температурой $T_{c,0}$ расходуется на перегрев капель диспергированной жидкости, необходимый для парообразования. В дальнейшем рассмотрение ограничено режимом кипения III, представленным на

рис. 1. В первом приближении полагается двухслойная схема теплообмена, перегрев будет обеспечиваться только шарового перегретого слоя, толщина которого фиксирована. Центральная часть объема капли сохраняет исходную температуру, поскольку теплота после прогрева подслоя до $T_{sat,d}$ будет затрачена на превращение его пар.

Распределение теплового потока q от сплошной среды через межфазную поверхность $\sum S_d$ к кипящей внутри нее однородной диспергированной жидкости представлено в таблице следующим образом:

$$q = q_1 + q_2 + q_3 + q_4, \tag{3}$$

где q_1 – поток теплоты через перегретый подслоя у межфазной поверхности за счет теплопроводности, q_2 – затраты теплоты на прогрев объема капли, q_3 – затраты на испарение части капли и q_4 – теплота перегретого пара.

Составляющая q_1 у межфазной поверхности нагрева существенно отличается от аналогичной составляющей при кипении жидкости у твердой стенки:

$$q_1 \sim \lambda_d \frac{T_{c,f} - T_{sat,d}}{\delta_{sat}}, \tag{4}$$

где $T_{c,f}$, $T_{sat,d}$ – температуры поверхности капли и её насыщенных паров, λ_d – коэффициент теплопроводности диспергированной жидкости. Толщина перегретого

шарового слоя пара $\delta_{sat} \sim \frac{a_d}{u_{boil}}$ в замкнутом

объеме, изменение которой обуславливает движение межфазной поверхности, характеризующее скоростью кипения u_{boil} , a_d – коэффициент температуропроводности диспергированной жидкости.

Вторая составляющая q_2 представляет затраты этой теплоты на прогрев капли до температуры насыщенных паров $T_{sat,d}$. Третья составляющая q_3 представляет затраты теплоты на испарение жидкости в перегретом подслое. Четвертая составляющая q_4 характеризует сохранение теплоты в форме энтальпии паровой фазы.

Тепловой баланс эмульсии при фазовом превращении перегретых капель

$c_{p,c} \rho_c V_c T_{c,0} =$	$c_{p,v} \rho_{d,v} \delta_v \sum S_{d,f} \Delta T +$	$+ \lambda_{d,v} \sum S_{d,f} \partial T / \partial r _{r=R_{d,f}} \Delta t$	$+ L_{d,f} \rho_{d,f} \delta_{sat} \sum S_{d,f}$
1	2	3	4
Теплота – источник сплошная среда – поступает в капли через суммарную поверхность $\sum S_{d,f}$	Затраты теплоты на прогрев в каплях шарового слоя пара толщиной δ_v	Подвод теплоты через паровой слой ко всей поверхности $\sum S_{d,f}$ жидкого ядра капель	Испарение массы $\Delta m_{d,f}$ перегретого слоя на поверхности жидкого ядра всех капель с радиусом $R_{d,f}$

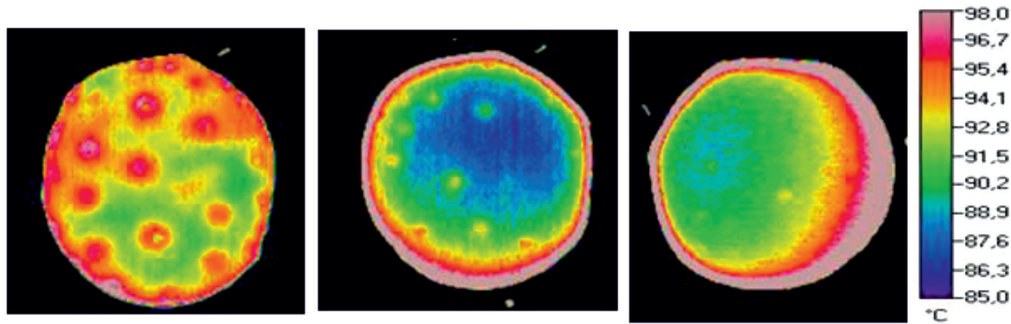


Рис. 2. Термограммы пузырькового кипения капель водного раствора LiBr (Misyura, 2018)

Упрощенная схема теплового баланса необходима лишь для качественного анализа этого физического явления и обоснования системы безразмерных критериев подобия, представляющих возможные механизмы переноса теплоты. Она достаточно хорошо соответствует теплофизическим данным, представленным на рис. 2, которые получены в результате экспериментальных наблюдений [13].

Полагая, что начальная стадия парообразования в капле, связанная с формированием шарового слоя, завершена, продолжение этого процесса требует прогресса образовавшегося пара толщиной δ_v и переноса теплоты к недогретому жидкому ядру с радиусом $R_{d,f}$. Для прогресса шарового слоя пара необходимо количество теплоты, затраченное на испарение, $c_{p,v}\rho_{d,v}\delta_v\Sigma S_{d,f}\Delta T$.

Испарение поверхностного слоя δ_{sat} жидкого ядра капли требует количества теплоты $L_{d,f}\rho_{d,f}\delta_{sat}\Sigma S_{d,f}$, которое необходимо для прогресса его до температуры насыщенных паров. Толщина этого слоя определяется дополнительными затратами на парообразование:

$$\delta_{sat} \sim \frac{a_{d,f}}{u_{boil}}, \quad (5)$$

$a_{d,f}$ – коэффициент температуропроводности диспергированной жидкости.

Парообразование происходит у межфазной поверхности, что сдерживает дальнейший прогресс внутреннего объема капли до тех пор, пока не испарится определенная часть этого слоя. Одной из характеристик интенсивности этого физического явления может служить скорость кипения u_{boil} :

$$u_{boil} \sim \frac{q_{d,v}}{\rho_{d,f}L_{d,f}}. \quad (6)$$

Она определяется переносом теплоты теплопроводностью перегретого пара

$$Q_\lambda = \lambda_{d,v}\Sigma S_{d,f} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_f} \Delta t, \quad (7)$$

ограниченного пространством шарового слоя под межфазной поверхностью капли. Поэтому трансформация диспергированной жидкости в пар сопровождается увеличением только ее объема и межфазной площади при сохранении исходной массы. Замкнутость парожидкостной системы обуславливает также непосредственную взаимосвязь МЭФЯ переноса теплоты, которая в открытой системе носит принципиально иной характер [14, 15].

В перегретом слое подвод теплоты Q_λ обеспечивает испарение перегретого слоя на поверхности жидкого ядра капли с радиусом $R_{d,f}$ массой $\Delta m_{d,f} = Q_\lambda / L_{f,v}$. В замкнутом объеме парожидкостной капли объем пара той же массы $\Delta V_{d,v} = \Delta m_{d,f} / \rho_{d,v}$. Связь между толщиной слоя испарившейся диспергированной жидкости $\delta_{sat} \approx \Delta m_{d,f} / (\rho_{d,f} \cdot S_{d,f})$ и слоя образовавшегося пара $\delta_v \approx \Delta m_{d,f} / (\rho_{d,v} \cdot S_{d,f})$ принимает следующий вид:

$$\delta_{sat}\rho_{d,f} \approx \delta_v\rho_{d,v} \rightarrow \delta_v = \delta_{sat} \frac{\rho_{d,f}}{\rho_{d,v}} \pi, \quad (8)$$

где $\delta_{sat} \approx Q_\lambda / (L_{f,v} \cdot \rho_{d,f} \cdot S_{d,f})$.

Пример модельной структуры теплообмена, представленный в таблице, дает общее представление о предполагаемом составе МЭФЯ сложного процесса теплообмена при кипении диспергированной жидкости внутри объема, ограниченном межфазной поверхностью капель. В состав этих явлений, количество которых зависит от режима кипения, может входить большое число физических параметров, что затрудняет формулировку замкнутой аналитической модели. В некоторые составляющие входят одни и те же параметры, что обуславливает взаимодействие

элементов структуры. Для описания их необходимы дополнительно замыкающие соотношения, которые обычно носят эмпирический характер. Однако такую структуру можно использовать для обоснования состава безразмерных критериев, которые соответствуют совокупности МЭФЯ переноса теплоты, участвующих в формировании сложного физического процесса теплообмена.

Представление механизмов элементарных явлений переноса теплоты в форме безразмерных критериев

Механизмы переноса теплоты в физической модели теплового баланса при кипении капель дисперсной фазы эмульсии нужно представить в форме безразмерных критериев, которые будут входить в состав модельной зависимости. Они получаются из отношения составляющих 1–4 энергетического баланса таблицы, которые отражают влияние предполагаемых механизмов элементарных процессов переноса теплоты в рамках конкретного режима кипения. Так, отношение составляющих 1 и 3 приводит к следующей форме критерия Нуссельта:

$$\frac{1}{3} \Rightarrow \frac{c_{p,c} \cdot \rho_c V_c \cdot T_{c,0}}{\lambda_{d,v} \cdot \Sigma S_{d,f} \cdot \partial T / \partial r|_r = R_{d,f} \cdot \Delta T} = \frac{q_{\Sigma d} R_{d,f}}{\lambda_{d,v} \Delta T} = Nu_{glob}, \quad (9)$$

где $q_{\Sigma d} = \frac{c_{p,c} \rho_c V_c \cdot T_{c,0}}{\Sigma S_{d,f} \Delta T}$ – суммарный тепло-

вой поток от сплошной среды эмульсии к диспергированной жидкости, которая охлаждается из-за испарения жидкого ядра капель. Концентрация дисперсной фазы представлена здесь суммарной площадью поверхности капель с радиусом $R_{d,f}$ в единице объема сплошной среды $\Sigma S_{d,f} / V_c$. В качестве продолжительности Δt нужно использовать аналогичную характеристику физического явления, которым определяется интенсивность испарения.

Отношение составляющих 1 и 3 приводит к «тепловой» форме критерия Рейнольдса:

$$\frac{2}{3} \Rightarrow \frac{c_{p,v} \rho_{d,v} \delta_v \cdot \Sigma S_{d,f} \cdot \Delta T}{\lambda_{d,v} \cdot \Sigma S_{d,f} \cdot \partial T / \partial r|_r = R_{d,f} \cdot \Delta T} = \frac{\partial R_{d,f} / \partial t \cdot \delta_v}{a_{d,v}} = Re_{boil}, \quad (10)$$

где $\delta_v = a_{d,v} u_{boil} \sim a_{d,v} \frac{q_{d,v}}{\rho_{d,f} L_{f,v}}$, $q_{d,v}$ – затраты теплоты, необходимой для испарения

жидкости в шаровой слой в капле дисперсной фазы, определены средней массовой скоростью отвода паровой фазы $\rho_{d,v} u_{boil}$ от ее поверхности. Скорость роста капель $\partial R_{d,f} / \partial t \approx u_{boil}$ соответствует скорости движения межфазной поверхности.

Критерий Ja формируется из соотношений составляющих теплового баланса 2 и 4:

$$\frac{2}{4} \Rightarrow \frac{c_{p,v} \rho_{d,v} \delta_v \Sigma S_{d,f} \Delta T}{L_{d,f} \rho_{d,f} \delta_{sat} \Sigma S_{d,f}} = \frac{c_{p,v} \rho_{d,v} \Delta T}{L_{d,f} \rho_{d,f}} = Ja. \quad (11)$$

Полученные критерии представляют совокупность механизмов элементарных явлений, формирующих рассматриваемый режим кипения III. Вначале его представляют наиболее простым регрессионным соотношением, связывающим два самых существенных критерия, связанных с преобладанием механизмов теплообмена без заметного влияния процесса парообразования:

$$Nu_{glob} = C \cdot Re_{boil}^\alpha. \quad (12)$$

Если их окажется недостаточно, то разброс экспериментальных данных относительно модельной кривой окажется значительным. В этом случае корреляционное соотношение необходимо расширить еще одним элементарным явлением. Критерий Ja отражает затраты теплоты на обеспечение нуклеации на внутренней стороне сферической поверхности нагрева и образования жизнеспособных зародышей паровой фазы

$$Nu_{glob} = C \cdot Re_{boil}^\alpha Ja^\beta. \quad (13)$$

Характер и форма предполагаемой нелинейной критериальной взаимосвязи оцениваются на основе данных экспериментального исследования процесса теплообмена в реальных условиях. Правильность модельного представления сложного физического явления обосновывается статистической значимостью выбранного регрессионного соотношения, в данном случае (12)–(13). Адекватность экспериментальным данным такой взаимосвязи является подтверждением соответствия структуры модели реальному составу элементарных физических явлений. При этом результаты методов обычного формального корреляционно-регрессионного анализа приобретают наглядное физическое содержание, а результаты экспериментальных исследований получают адекватную интерпретацию.

Заключение

В настоящее время тепловые процессы в жидкостных эмульсиях с фазовыми переходами изучены недостаточно глубоко, что затрудняет проектирование и эксплуата-

цию промышленного оборудования. Необходимо более детальное представление особенностей кипения, связанное с неоднородным поведением фаз эмульсии в парожидкостном состоянии. Разнообразным по составу элементарных физических явлений режимам кипения в неоднородной среде эмульсии соответствуют характеристики теплообмена, связанные с влиянием большого числа факторов. Структурное представление поведения кипящих эмульсий способствует правильному выбору частных моделей сложных физических процессов, которые невозможно полностью описать общими теоретическими уравнениями.

Модель структуры сложного процесса теплообмена предлагает выбор состава элементарных физических явлений, которые постулируются на основании априорной теоретической и эмпирической информации. Каждому гипотетическому составу элементарных явлений ставится в соответствие предполагаемый состав безразмерных критериев в регрессионной модели. Их физическое содержание обеспечивает предметную интерпретацию экспериментальных данных, адекватную характеру реального физического процесса тепло- и массообмена. С другой стороны, оценки констант эмпирической регрессионной зависимости, их адекватность и статистическая значимость параметров регрессии служат обоснованием приемлемости принятых модельных представлений.

Список литературы

1. Maruda R., Krolczyk G., Michalski M., Nieslony P., Wojciechowski S. Structural and microhardness changes after turning of the AISI 1045 steel for minimum quantity cooling lubrication J. Mater. Eng. Perform. 2017. vol. 26 (1). P. 431–438.
2. Januszkiewicz K., Riahi A., Barakat S. High temperature tribological behavior of lubricating emulsions. Wear. 2004. Vol. 256. P. 1050–1061.
3. Rozentsvaig A., Strashinskii Ch. Modeling of heat transfer conditions in cooling lubricant emulsions with low-boiling continuous media in narrow gaps. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2016. vol. 102. P. 555–560.
4. Maruda R., Krolczyk G., Feldshtein E., Pusavec F., Szydowski M., Legutko S., Sobczak-Kupiec A. A study on droplets sizes, their distribution and heat exchange for minimum quantity cooling lubrication (MQCL). Int. J. Mach. Tools Manuf. 2016. vol. 100. P. 81–92.
5. Mang Feng, Ningfei Wang, Junwei Li, Dan Zhao, RongYao. Study on unsteady evaporation of n-heptane droplet in a heated tube. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018. vol. 122. P. 539–556.
6. Mahood Hameed B. Convective heat transfer to an evaporating liquid drop in a direct contact with an immiscible liquid: theoretical analysis for heat transfer coefficient and bubble growth rate. Int. J. of Engineering Research. 2016. vol. 5 (9). P.783–786.
7. Lu Liu, Wenjing Ma, Mo Wang, Luxiang Zong. Comparison of bubble growth process within a superheated water droplet and in superheated water due to rapid depressurization. Int. Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. vol. 109. P. 659–667.
8. Emery T.S., Raghupathi P.A., Kandlikar S.G. Bubble growth inside an evaporating liquid droplet introduced in an immiscible superheated liquid. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018. vol. 127. P. 313–321.
9. Буланов Н.В., Гасанов Б.М. Особенности кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой // ИФЖ. 2006. Т. 79. С. 81–84.
10. Rozentsvaig A., Strashinskii C. Modeling of Complex Processes in Turbulent Flow of Unstable Emulsions of Immiscible Liquids. Periodica Polytechnica Chemical Engineering. 2017. vol. 61. P. 216–226.
11. Rozentsvaig A., Strashinskii Ch. Identification of models of transfer processes in complex dispersed systems. Applied Mathematical Science. 2016. vol. 10. P. 1151–1161.
12. Розенцвайг А.К. Формирование энергосберегающих структур при проектировании процессов переноса и оптимизации их режимных параметров // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики. 2003. № 7–8. С. 58–67.
13. Misyura S.Y. Non-isothermal desorption and nucleates boiling in a water-salt droplet LiBr. Thermal Science. 2018. vol. 22. (1 Part A). P. 295–300.
14. Rozentsvaig A., Strashinskii Ch. Droplets behavior of subcooled dispersed phase under nucleate boiling of continuous phase of liquid emulsion. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018. vol. 125. P. 1274–1283.
15. Misyura S. Droplets boiling crisis of ethanol water solution on duralumin substrate with SiO₂ nanoparticles coating. Experimental Thermal and Fluid Science. 2016. vol. 75. P. 43–53.