

УДК 536.24

СОПОСТАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ КИПЕНИИ He-II

П.В. Королёв, А.П. Крюков, Ю.Ю. Пузина

Рассматриваются процессы тепломассопереноса при кипении сверхтекучего гелия на цилиндрическом нагревателе, расположенном внутри коаксиальной пористой оболочки. Расчёт стационарных процессов переноса на межфазной поверхности проводится с использованием методов молекулярно-кинетической теории. Особенности процессов тепломассопереноса в сверхтекучем гелии описываются с использованием модели двухжидкостной гидродинамики Ландау, а также теории взаимного трения Гортера – Меллинка. Течение нормального компонента в порах описывается уравнением фильтрации. Получена система уравнений относительно толщины паровой плёнки и температуры межфазной поверхности, которая при определённых условиях сводится к соотношению, связывающему толщину паровой плёнки со структурными характеристиками и геометрическими размерами пористой оболочки. Анализируются результаты расчётов для случая невесомости и лаборатории при различных условиях (тепловой поток, глубина погружения, структурно-геометрический параметр).

Ключевые слова: гелий II (He-II), тепломассоперенос, плёночное кипение, невесомость, пористая структура.

Введение

Исследование особенностей процессов тепломассопереноса при течении квантовой жидкости в стеснённых условиях позволяет рассматривать перспективы развития криостатирующих устройств с использованием пористых покрытий и оболочек, поэтому в настоящей работе рассматривается кипение He-II на цилиндрическом нагревателе, расположенном внутри пористого тела. Уникальные свойства сверхтекучего гелия обеспечивают возможность работы сверхпроводящих устройств на ультранизком уровне температур, однако особенности теплопереноса требуют дополнительных исследований, особенно в применении к крупномасштабному оборудованию как экспериментальных [1], так и построения численных моделей для течения в пористых средах [2].

На протяжении нескольких лет на кафедре низких температур НИУ МЭИ проводятся эксперименты по исследованию процессов тепломассопереноса при кипении сверхтекучего гелия в стеснённых условиях. Ранее рассматривалось движение He-II в капилляре с паром при наличии осевого теплового потока [3], а также плёночное кипение гелия на шаре [4]. В настоящее время разрабатывается лабораторная база для исследования кипения He-II на цилиндрическом нагревателе, расположенном внутри пористого тела [5]. Аналитически соответствующие процессы тепломассопереноса, связанные как с движением межфазной поверхности, так и с течением квантовой жидкости в каналах пористой структуры рассматривались в [6 – 7] применительно к возможным экспериментам на Международной космической станции. В настоя-

щей работе исследуются стационарные процессы тепломассопереноса, определяется взаимосвязь размера паровой плёнки и структурных параметров пористого тела.

Постановка задачи

Цилиндрический нагреватель радиусом R_w помещается внутрь коаксиальной пористой оболочки с фиксированными структурными характеристиками (внутренним радиусом R_0 , толщиной цилиндрической стенки H , пористостью m), внутреннее пространство которой заполняется сверхтекучим гелием (рис. 1). При подаче заданной тепловой нагрузки q_w на поверхности нагревателя образуется паровая плёнка конечной толщины δ (радиусом $R_l = R_w + \delta$). Давление пара около межфазной поверхности во внешнем объёме P_b соответствует по линии насыщения температуре этой плёнки T_b , т. е. $P_b = P_s(T_b)$. Жидкость считается несжимаемой, зависимость теплофизических свойств от температуры не учитывается, задача является одномерной и стационарной.

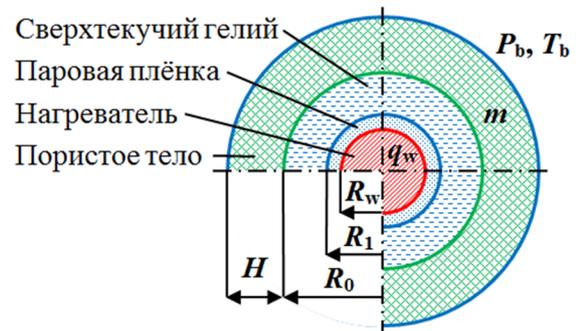


Рис. 1. Физическая модель

Математическая модель

Рассматриваются стационарные процессы теплопереноса в паровой плёнке и вокруг неё. Кипение Не-II осуществляется таким образом, что от плёнки не происходит отрыва пузырей, она остаётся гладкой постоянной толщины. Вследствие этого массовый поток через границу раздела фаз принимается равным нулю. Тепловой поток на межфазной поверхности q_1 определяется балансовым соотношением:

$$q_1 = q_w \frac{R_w}{R_1}. \quad (1)$$

Давление пара в плёнке P'' рассчитывается на основании уравнения, полученного при решении кинетического уравнения Больцмана моментным методом для задач испарения-конденсации в линейной постановке [8], при условии равенства нулю потока массы с межфазной поверхности, что подтверждается более поздними численными решениями [9]:

$$P'' = P_S(T_1) + 0,44 \frac{q_1}{\sqrt{2RT_1}}, \quad (2)$$

где $P_S(T_1)$ – давление, соответствующее по линии насыщения температуре межфазной поверхности T_1 ; R – индивидуальная газовая постоянная.

На границе раздела фаз записывается условие совместности:

$$P'' = P_1' + \frac{\sigma}{R_1}, \quad (3)$$

где P_1' – давление жидкости вблизи межфазной поверхности; σ – поверхностное натяжение.

Распределение давления в жидкости определяется уравнением гидростатики:

$$P_H = P_b + \rho' gh, \quad (4)$$

где P_H – давление жидкости на внешней поверхности пористого тела; ρ' – плотность жидкости; g – ускорение свободного падения; h – глубина погружения нагревателя. При невесомости $g = 0$ и $P_H = P_b$. Также необходимо отметить, что в стационарном состоянии давление жидкости во внутреннем пространстве пористого тела постоянно. Встречное движение нормального и сверхтекучего компонентов обеспечивает неподвижность жидкости в целом.

Для описания теплопереноса в жидкости предлагается использовать стационарное уравне-

ние теплопереноса Гортера – Меллинка [10], результат интегрирования которого в цилиндрических координатах имеет вид:

$$q_1^3 = \frac{2}{R_1 \tilde{f}(T)} (T_1 - T_0) \left(1 - \left(\frac{R_1}{R_0} \right)^2 \right)^{-1},$$

где $\tilde{f}(T)$ – постоянная Гортера – Меллинка; T_0 – температура жидкости на внутренней поверхности пористого тела.

Особенностью сверхтекучего гелия является связь теплового потока в каналах пористой структуры $q_0(r)$ со скоростью движения нормального компонента $V_n(r)$, что следует из уравнений двухскоростной гидродинамики Л.Д. Ландау. Выражение получено в [11]:

$$q_0(r) = \rho' S V_n(r) \sqrt{T_b T_0}, \quad (5)$$

где S – энтропия жидкости, Дж/(кг·К).

Соотношение между разностью температур и разностью давлений на концах канала, образованного частицами в пористой среде, получено из уравнений двухскоростной гидродинамики:

$$P_H - P_1' = \rho' S (T_b - T_0). \quad (6)$$

Гидравлическое сопротивление пористой трубки зависит от структурных и механических характеристик материала. Для описания ламинарного течения нормальной компоненты в каналах пористой структуры используется традиционное уравнение фильтрации для ламинарного режима [12]:

$$P_H - P_1' = \int_{R_0}^{R_0+H} \frac{\eta' V_n(r) m}{k_{ПР}} dr, \quad (7)$$

где коэффициент проницаемости $k_{ПР}$ для тканых металлических сеток можно выразить следующим образом:

$$k_{ПР} = \frac{1}{K} \frac{m^3}{a^2}, \quad (8)$$

где K – эмпирическая константа Козени – Кармана [13], a – удельная поверхность.

Замыкание системы уравнений производится на основании балансовых соотношений по потоку тепла и массы:

$$q_0(r) = q_w \frac{R_w}{mr} \quad (9)$$

Преобразование уравнений (1) – (9) позволяет получить, что температуру на внутренней поверхности пористого тела T_0 можно рассчитать на основании следующего уравнения (кубического относительно $\sqrt{T_0}$):

$$T_0 = T_b + \frac{\eta' q_w R_w}{(\rho' S)^2 k_{\text{ПР}} \sqrt{T_b T_0}} \ln \left(\frac{R_0 + H}{R_0} \right) \quad (10)$$

Размер паровой плёнки R_1 и температура межфазной поверхности T_1 находятся из решения системы уравнений, подобно тому, как эти величины определяются при плёночном кипении воды на поверхности шара [14]:

$$\begin{cases} R_1 = \frac{0,44 \frac{q_w R_w}{\sqrt{2RT_1}} - \sigma}{P_b + \rho' gh - P_s(T_1) - \rho' S(T_b - T_0)} \\ T_1 = T_0 + \left(q_w \frac{R_w}{R_1} \right)^3 \left(1 - \left(\frac{R_1}{R_0} \right)^2 \right) \frac{R_1 \tilde{f}(T)}{2} \end{cases} \quad (11)$$

Если ввести в качестве зависимости давления насыщения от температуры $P_s(T_1)$ полином вида:

$$P_s(T_1) = C_0 + C_1 T_1 + C_2 T_1^2 + \dots \quad (12)$$

где коэффициенты C_i определяются на основании локальной аппроксимации, то система (11) сводится к одному уравнению относительно размера паровой плёнки R_1 .

Разность температур в жидкости во внутренней полости пористого тела ($T_1 - T_0$) мала по сравнению с разницей температур внутри пористого тела ($T_0 - T_b$), тогда размер паровой плёнки однозначно определяется уравнением:

$$R_1 = \frac{0,44 \frac{q_w R_w}{\sqrt{2RT_0}} - \sigma}{P_b + \rho' gh - P_s(T_0) - \rho' S(T_b - T_0)} \quad (13)$$

где T_0 определяется уравнением (10). Отличием задачи в невесомости от задачи в лабораторных условиях является наличие слагаемого $\rho' gh$ в знаменателе выражения (13), соответственно, в первом уравнении системы (11).

Если предположить, что температура в экспериментальной ячейке постоянна, то из первого уравнения системы (11) следует:

$$R_1 = \frac{0,44 \frac{q_w R_w}{\sqrt{2RT_b}} - \sigma}{\rho' gh} \quad (14)$$

Уравнение (14) представляет собой решение задачи о плёночном кипении сверхтекучего гелия на поверхности цилиндра в свободном объёме при постоянной температуре жидкости. Здесь очевидно, что при $g=0$, решение стремится к бесконечности, что означает невозможность достижения стационарного состояния в невесомости без дополнительного ограничивающего рост паровой плёнки фактора.

Результаты расчётов

На рис. 2 показана зависимость стационарного размера паровой плёнки δ и соответствующей разности температур межфазной поверхности и свободной границы ($T_1 - T_b$) от структурно-геометрического параметра (СГП) для случая кипения в невесомости ($g=0$). Структурно-геометрический параметр определяется как [15]

$$\frac{k_{\text{ПР}}}{2 R_w \ln \left(1 + \frac{H}{R_0} \right)}$$

и входит в уравнение (10), решающим образом влияя на разность температур по жидкости в системе. Эта разность достаточно мала и достигает тысячных долей градуса. Тем не менее, пренебречь такой незначительной величиной невозможно. Как следует из системы (11), теряется постановка задачи, а размер паровой плёнки ничем не ограничивается, в отличие от ситуации в лабораторных условиях, где основным фактором воздействия на жидкость остаётся гидростатическая разность давлений в жидкости. В невесомости основным ограничивающим эффектом становится теплоперенос, который, с одной стороны, определяется гидравлическими свойствами пористой структуры (СГП), с другой свойствами сверхтекучего гелия. Разность давлений в системе в условиях невесомости также очень мала по сравнению с актуальным давлением P_b .

Такое соотношение разностей характерных давлений в системе и абсолютных величин проявляется, например, в задачах плёночного кипения недогретой воды [14].

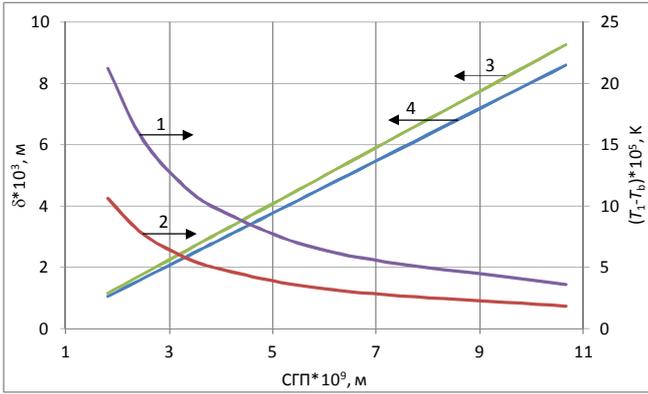


Рис. 2. Зависимость толщины паровой плёнки δ и разности температур $(T_1 - T_b)$ от структурно-геометрического параметра (СГП): 1, 3 – $q_w = 2 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$; 2, 4 – $q_w = 10^3 \text{ Вт/м}^2$

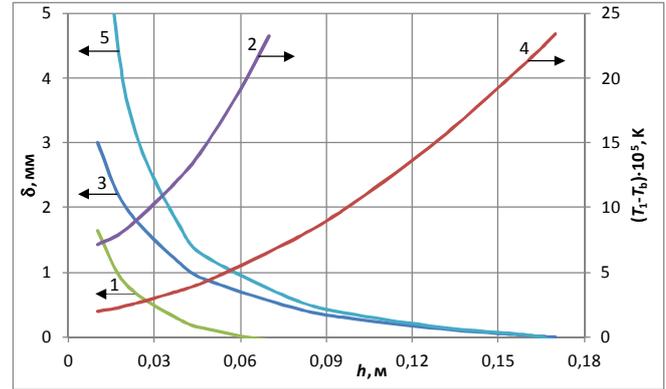


Рис. 3. Зависимость толщины паровой плёнки δ и разности температур $(T_1 - T_b)$ от глубины погружения h : 1, 2 – $q_w = 2 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$; 3, 4 – $q_w = 5 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$; 5 – рассчитано по формуле (11) $q_w = 5 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$

Из рис. 2 следует, что увеличение СГП приводит к линейному увеличению размера паровой плёнки δ вследствие уменьшения гидравлического сопротивления, с другой стороны, разность температур по жидкости $(T_1 - T_b)$ уменьшается, так как на межфазную поверхность приходит меньший тепловой поток. Сравнение двух величин нагрузки нагревателя q_w показывает, что большему значению соответствует более высокая разность температур в жидкости и более «толстая» плёнка.

В лабораторных условиях в ходе эксперимента происходит уменьшение глубины погружения нагревателя h из-за испарения жидкости вследствие откачки паров гелия насосом для поддержания давления на уровне, обеспечивающем существование сверхтекучей жидкости ($P < 5042 \text{ Па}$). Соответствующим образом меняется и толщина паровой плёнки (рис. 3) при постоянном значении СГП (для расчётов принято значение $6 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ при нагревателе $R_w = 0,5 \text{ мм}$). Как следует из графиков на рис. 3, и системы (11) толщина паровой плёнки δ обратно пропорциональна глубине погружения нагревателя, и, следовательно, должна увеличиваться в ходе проведения экспериментальных исследований. Температура межфазной поверхности T_1 , наоборот, должна уменьшаться.

Сопоставление результатов расчётов в свободном объёме (14) и в стеснённых условиях (11) показывает (линии 3 и 5 на рис. 3, соответственно), что наличие пористой структуры приводит к уменьшению толщины паровой плёнки δ , т. е. гидравлическое сопротивление «задавливает» кипение.

Зависимости толщины паровой плёнки δ от теплового потока q_w для случаев кипения на Земле и в условиях невесомости при одинаковых значениях

СГП = $3,751 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ представлены на рис. 4. Оказывается, что влияние тепловой нагрузки на толщину паровой плёнки в невесомости существенно меньше, чем при кипении в лабораторных условиях (угол наклона прямой гораздо больше для линии 1, чем для линии 3 на рис. 4). Вместе с этим интересно отметить, что зависимость разности температур $(T_1 - T_b)$ для случая невесомости носит нелинейный характер.

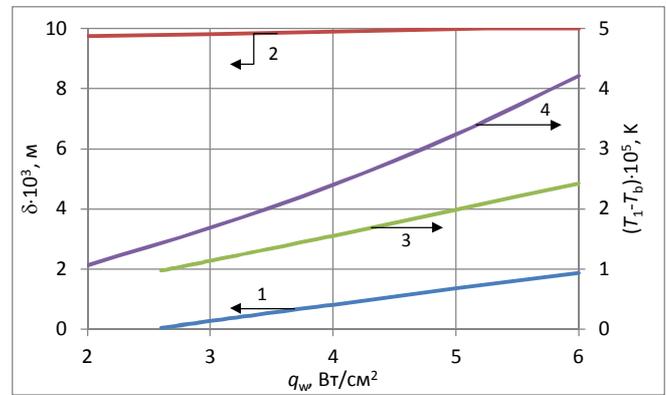


Рис. 4. Зависимость толщины паровой плёнки δ и разности температур $(T_1 - T_b)$ от тепловой нагрузки нагревателя q_w : 1, 3 – $h_w = 0,08 \text{ м}$; 2, 4 – $h = 0 \text{ м}$

Графики на рис. 2 – 4 показывают, что использование пористого тела становится «эквивалентным» определённой величине гидростатической разности давлений в жидкости, только соответствующая глубина погружения нагревателя может быть настолько малой величиной, что реализация такого эксперимента на Земле не представляется возможным (глубина погружения меньше размера нагревателя, например). Так, если рассматривать

данные на рис. 4, то линия 2 при нагрузке $q_w=2 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ эквивалентна тому, как если бы нагреватель поместили в свободный объём на глубину 9 мм. При диаметре нагревателя 3 мм в существующей экспериментальной ячейке [5] это представляет собой известную сложность, так как толщина паровой плёнки становится больше, чем глубина погружения нагревателя. И это при достаточно большой тепловой нагрузке. Таким образом, использование пористой оболочки позволяет реализовывать режимы кипения в невесомости, которые невозможно получить в лабораторных условиях.

Заключение

Получена система уравнений, описывающая стационарные процессы тепломассопереноса при плёночном кипении He-II на цилиндрическом нагревателе, расположенном внутри коаксиальной цилиндрической пористой оболочки. При определённых допущениях система уравнений сводится к одному уравнению, позволяющему установить связь толщины паровой плёнки и структурно-геометрических параметров пористого тела. Получены численные результаты как для условий лабораторного эксперимента, так и для невесомости. Показано, что использование пористой структуры подавляет плёночное кипение.

Работа выполнена при поддержке Российской государственной программы фундаментальных исследований (проект №14-08-00980), а также гранта Института тепловой и атомной энергетики НИУ «МЭИ» на выполнение научно-исследовательских работ в 2015 г.

Список обозначений

СГП – структурно-геометрический характер;
 a – безразмерная удельная поверхность;
 C_i – вспомогательные коэффициенты;
 $f_{GM}(T)$ – функция Гортера – Меллинка, $\text{К} \cdot \text{м}^5 / \text{Вт}^3$;
 g – ускорение свободного падения, $\text{м}^2 / \text{с}^2$;
 H – толщина цилиндрической пористой оболочки, м;
 h – глубина погружения нагревателя, м;
 K – безразмерная постоянная Козени – Кармана;
 $k_{\text{ПР}}$ – коэффициент проницаемости, м^2 ;
 m – пористость;
 P – давление, Па;
 q – удельный тепловой поток, Вт/м^2 ;
 R – индивидуальная газовая постоянная для гелия, $\text{Дж/(кг} \cdot \text{К)}$;

R_i – радиус, м;
 S – энтропия, $\text{Дж/(кг} \cdot \text{К)}$;
 T – температура, К;
 V – скорость, м/с;
 δ – толщина паровой плёнки, м;
 η – вязкость, Па·с;
 ρ – плотность, кг/м^3 ;
 σ – поверхностное натяжение.
 Индексы:
 b – базовое значение величины;
 1 – относится к межфазной поверхности пар – жидкость;
 n – относится к нормальному компоненту He-II;
 s – относится к линии насыщения;
 w – относится к нагревателю;
 0 – относится к внутренней стороне пористого тела, м;
 $'$ – относится к параметрам жидкости;
 $''$ – относится к параметрам пара.

Литература

1. Meuris C. Experimental simulation of helium pressure rise during a quench of a superconducting coil cooled by a superfluid helium bath // *Cryogenics*. – 2013, January. – V. 53. – P. 17 – 24.
2. Investigation of suitability of the method of volume averaging for the study of heat transfer in superconducting accelerator magnet cooled by superfluid helium. / Hervé Alain et al // *Cryogenics*. – V. 53. – 2013, January. – P. 128 – 134.
3. Королёв П. В., Крюков А. П., Медников А. Ф. Экспериментальное исследование движения гелия II в капилляре при наличии паровой полости вблизи нагревателя // *Вестник МЭИ*. – 2006. – № 4. – С. 27 – 33.
4. Крюков А. П., Медников А. Ф. Экспериментальное исследование кипения He-II на шаре // *Прикладная механика и техническая физика*. – 2006. – Т. 47. – № 6. – С. 78 – 84.
5. Королев П. В., Крюков А. П., Пузина Ю. Ю. Конструкция экспериментальной ячейки для исследования кипения гелия II в условиях невесомости // *Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ*, 2012. – Т. 130. – № 5. – С. 43 – 50.
6. Крюков А. П., Пузина Ю. Ю. Анализ процессов тепломассопереноса в экспериментальной ячейке применительно к планируемым исследованиям кипения He-II на Международной космической станции // *Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ*, 2011. – Т. 125. – № 6. – С. 49 – 54.
7. Крюков А. П., Пузина Ю. Ю. Подавление колебаний границы раздела фаз пар – жидкость при кипении сверхтекучего гелия внутри пористого тела // *ИФЖ*. – 2013. – Т. 86. – № 1. – С. 24 – 30.

8. Муратова Т. М., Лабунцов Д. А. Кинетический анализ процессов испарения и конденсации // Теплофизика высоких температур. – 1969. – Т. 7. – № 5. – С. 959 – 976.
9. Ястребов А. К., Крюков А. П. Тепломассоперенос через плёнку пара с учётом движения межфазной поверхности жидкость – пар и роста температуры границы раздела фаз // Теплофизика высоких температур. – М.: МАИК «Наука / Интерпериодика». – 2006. – Т. 44. – № 4. – С. 560 – 567.
10. Gorter C. J., Mellink J. H. On the irreversible processes in liquid helium II // Physica. – 1949. – V. 5. – N 15. – P. 285 – 304.
11. Khurtin P. V., Kryukov A. P. Some Models of Heat Transfer at Film Boiling of Superfluid Helium near λ -point in Microgravity // Journal of Low Temperature Physics. – 2000. – V. 119. – N 3/4. – P. 413 – 420.
12. Van Sciver S.W. Helium Cryogenics / S. Van Sciver. – New York : Springer New York; To Mary, Travis, and Courtenay, 2012. – 470 p. – The international cryogenics monograph series.
13. Капиллярные системы отбора жидкости из баков космических летательных аппаратов / В. В. Багров, А. В. Курпатенков, В. В. Поляев и др. – М.: УНПЦ Энергомаш, 1997. – 328 с.
14. Пузина Ю. Ю., Ковалёв С. А., Кубриков К. Г. Стационарное состояние паровой пленки при взаимодействии горячего шара с недогретой жидкостью // Вестник МЭИ. – 2013. – № 4. – С. 41 – 46.
15. Крюков А. П., Королев П. В., Пузина Ю. Ю. Влияние проницаемости пористой оболочки на толщину паровой плёнки при кипении сверхтекучего гелия в невесомости // Прикладная механика и техническая физика. – 2015. – № 4. – С. 121 – 132.

Поступила в редакцию 11. 03. 2016

Павел Викторович Королёв, канд. техн. наук, доцент,
т. (495) 362-78-41, e-mail: Korolyov2007@yandex.ru.

Алексей Павлович Крюков, д-р техн. наук, профессор,
т. (495) 362-78-41, e-mail: KryukovAP@mail.ru.

Юлия Юрьевна Пузина, канд. техн. наук, научн. сотрудник,
т. (495) 362-78-41, e-mail: Puzina2006@inbox.ru.

(ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ»).

COMPARISON of HEAT and MASS TRANSFER PROCESSES WHEN BOILING HE-II

P.V. Korolev, A.P. Kriukov, Iu.Iu. Puzina

That article revises the processes of heat and mass transfer when boiling the superfluid helium using the tubular heating device, mounted inside of the coaxial porous shell. Calculations of steady transfer processes on the interphase surface are performed using methods of molecular-kinetic theory. Distinctive features of heat and mass transfer process in the superfluid helium are described by using the Landau two-fluid hydrodynamics theory as well as the Gorter-Mellink cross-friction theory. The normal component flow within the pores is described by using the filtration equation. A combined equation has been formed describing the thickness of a steam film as well as the interphase surface temperature which, under certain conditions, may establish a correlation, binding the steam film thickness with the structural characteristics and the geometrical dimensions of the porous shell. Calculation results for zero-gravity cases are being analyzed in the laboratory under various conditions (heat flow, submersion depth, structural and geometrical parameter).

Key words: Helium II (He-II), heat and mass transfer, film boiling, zero-gravity state, porous structure.

List of References

1. Meuris C. Experimental simulation of helium pressure rise during a quench of a superconducting coil cooled by a superfluid helium bath // Cryogenics. – 2013, January. – V. 53. – P. 17 – 24.
2. Investigation of suitability of the method of volume averaging for the study of heat transfer in superconducting accelerator magnet cooled by superfluid helium / Hervé Allain et all // Cryogenics. – V. 53. – 2013, January. – P. 128 – 134.
3. Korolev P. V., Kriukov A. P., Mednikov A. F. Experimental research of helium II motion in the capillary in the presence of a steam area near the heating device // MPEI reporter. – 2006. – № 4. – P. 27 – 33.
4. Kriukov A. P., Mednikov A. F. Experimental research of He-II boiling on the sphere // Applied mechanics and applied physics. – 2006. – V. 47. – № 6. – P. 78 – 84.
5. Korolev P. V., Kriukov A. P., Puzina Iu. Iu. Design of the experimental unit intended for helium II boiling research while in the zero-gravity state // Electromechanical matters. VNIEM studies, 2012. – T. 130. – № 5. – P. 43 – 50.
6. Kriukov A. P., Puzina Iu. Iu. Analysis of the heat and mass transfer processes inside of the experimental unit intended for planned research of He-II boiling on the International Space Station // Electromechanical matters. VNIEM studies. – V. 125 (2011). – № 6. – P. 49 – 54.

7. Kriukov A.P., Puzina Iu.Iu. Oscillations suppression of the steam – liquid interphase in the process of the superfluid helium boiling inside of the porous body // Engineering and physics magazine. – 2013. – V. 86. – № 1. – P. 24 – 30.
8. Muratova T. M., Labuntsov D. A. Kinetic analysis of the evaporation and condensation processes // Thermal physics of high temperatures. – 1969. – V. 7. – № 5. – P. 959 – 976.
9. Iastrebov A. K., Kriukov A. P. Heat and mass transfer through the steam film with account for motion of the interphase liquid – steam surface as well as the interphase boundary temperature growth // Thermal physics of high temperatures. – M.: International Academic Publishing Company 'Science and periodical publications'. – 2006. – V. 44. – № 4. – P. 560 – 567.
10. Gorter C. J., Mellink J. H. On the irreversible processes in liquid helium II // Physica. – 1949. – V. 5. – N 15. – P. 285 – 304.
11. Khurtin P. V., Kryukov A. P. Some Models of Heat Transfer at Film Boiling of Superfluid Helium near λ -point in Microgravity // Journal of Low Temperature Physics. – 2000. – V. 119. – N 3/4. – P. 413 – 420.
12. Van Sciver S.W. Helium Cryogenics / S. Van Sciver. – New York : Springer New York; To Mary, Travis, and Courtenay, 2012. – 470 p. – The international cryogenics monograph series.
13. Capillary systems of liquid drainage from the tanks of the space crafts / V. V., Bagrov, A. V. Kurpatenkov, V. V., Poliaev and others. – M. : УНПЦЭнергомаш, 1997. – 328 p.
14. Puzina Iu. Iu., Kovalev S. A., Kubrikov G. G. Stationary condition of the steam film when a high-temperature sphere interacts with the heated liquid // MPEI Reporter. – 2013. – № 4. – P. 41 – 46.
15. Kriukov A. P., Korolev P. V., Puzina Iu. Iu. Impact of the porous shell permeability on the thickness of the steam shell when the superfluid helium boils in the zero-gravity state // Applied mechanics and applied physics. – 2015. – № 4. – P. 121 – 132.

Pavel Viktorovich Korolev, Candidate of Technical Sciences (Ph.D.), Associate Professor,
tel. (495) 362-78-41, e-mail: Korolyov2007@yandex.ru.

Aleksei Pavlovich Kriukov, Doctor of Technical Sciences (D.Sc.), Professor,
tel. (495) 362-78-41, e-mail: KryukovAP@mail.ru.

Iulia Iurevna Puzina, Candidate of Technical Sciences, Researcher,
tel. (495) 362-78-41, e-mail: Puzina2006@inbox.ru.
(FSBEI HE 'National Research University 'MPEI').