

## ТЕПЛООБМЕН ПРИ ГРАВИТАЦИОННОМ ИСПАРЕНИИ КРУПНОДИСПЕРСНЫХ КАПЕЛЬ НА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

### АННОТАЦИЯ

Гравитационное взаимодействие крупнодисперсных газокапельных потоков имеет место в случае форсуночного охлаждения сверху горизонтальных поверхностей при малых значениях скорости капель и возвратом их на поверхность после отскока. При относительно малых величинах плотности орошения поверхности тепловое взаимодействие определяется суммой тепловых контактов отдельных капель. Следовательно, теплообмен в этом случае определяется тепловым взаимодействием с поверхностью одиночной капли.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Теплообмен при взаимодействии одиночной капли с высокотемпературной поверхностью был подробно изучен в работе [1]. Получены формулы, определяющие толщину парового зазора и полное время испарения капель. Также учтено влияние радиационного теплового потока от поверхности к капле. Однако полученные зависимости громоздки и мало применимы для практических расчетов. В существующих исследованиях по данному вопросу [1–5] не учтено влияние диффузионного теплового потока с внешней поверхности полусфероида, который имеет заметное влияние на общий процесс теплообмена при сравнительно низких температурах. Поэтому целью данной работы является рассмотрение теплообмена при гравитационном взаимодействии капли с поверхностью с учетом радиационного и диффузионного теплопереноса. Кроме того, для дальнейшего анализа и практического применения полученные зависимости удобно преобразовать в критериальную форму.

### 1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ОДИНОЧНОЙ НЕПОДВИЖНОЙ КАПЛИ

Рассматривается взаимодействие с поверхностью капли при температуре насыщения.

Тепловое взаимодействие капли с высокотемпературной поверхностью, т.е. имеющую температуру выше температуры Лейденфроста, под действием сил тяжести условно можно разделить на две стадии: кратковременную стадию формирования парового слоя под каплей и относительно продолжительную стадию испарения капли. При гравитационном взаимодействии длительность стадии формирования парового слоя на несколько порядков меньше длительности периода испарения капли, которая и определяет характеристики теплового взаимодействия.

Исследованию стадии испарения капли посвящено достаточно много теоретических и экспериментальных работ [1, 2, 5]. Определение толщины парового зазора опирается на решение уравнения Навье—Стокса для безградиентного течения и, согласно [1] составляет

$$\delta_0 = \left( \frac{9 \lambda_{\text{п}} \vartheta v_{\text{п}}}{4 g \rho_{\text{к}} r} \right)^{0.25} R_{\text{с}}^{0.25}, \quad (1)$$

где  $v = t_{\text{пов}} - t_{\text{с}}$ ,  $t_{\text{с}}$  — температура поверхности основания полусфероида (температура насыщения);  $R_{\text{с}}$  — текущий радиус основания полусфероида.

Формула (1) получена без учета перегрева пара в зазоре и без учета радиационного теплового потока от поверхности. Полное время испарения в этом случае находится как

$$\tau_0 = \frac{\sqrt{6}}{1,25} \left( \frac{r \rho_{\text{к}}}{\lambda_{\text{п}} \vartheta} \right)^{0.75} \left( \frac{v_{\text{п}}}{g} \right)^{0.25} R_0^{1,25}. \quad (2)$$

Эти выражения можно привести к безразмерному виду с учетом перегрева пара, если ввести условный коэффициент температуропроводности пара с учетом теплоты парообразования  $a_{*\text{п}} = \frac{\lambda_{\text{п}} \vartheta}{r \rho_{\text{п}}}$ .

В этом случае относительная толщина парового зазора с учетом перегрева пара в зазоре, отнесенная к начальному диаметру капли  $d_{\text{н}}$ , примет вид

$$\bar{\delta} = \frac{\delta_0}{d_{\text{н}}} = 1,09 \left( \frac{a_{*\text{п}}^2}{g k_{\text{п}} d_{\text{н}}^3} \rho_{*} \text{Pr}_{*\text{п}} \frac{d}{d_{\text{н}}} \right)^{0.25}, \quad (3)$$

где  $\text{Pr}_{*\text{п}} = v_{\text{п}} / a_{*\text{п}}$  — условный критерий Прандтля;

$\rho_{*} = \rho_{\text{п}} / \rho_{\text{к}}$  — относительная плотность пара;

$k_{\text{п}} = \Delta i_{\text{п}} / r$  — коэффициент перегрева пара;

$\Delta i_{\text{п}} = i_{\text{п}} - i'$  — перегрев пара, кДж/кг;  $i'$  — энтальпия насыщения воды, кДж/кг.

Безразмерный комплекс  $\frac{a_{*\text{п}}^2}{g d_{\text{н}}^3}$  представляет собой

определяющий критерий теплового гравитационного взаимодействия капли с высокотемпературной поверхностью, а  $d/d_{\text{н}}$  — относительный текущий диаметр капли в процессе ее испарения.

Обозначив  $\frac{d}{d_{\text{н}}} = \bar{d}$  и  $\frac{a_{*\text{п}}^2}{g d_{\text{н}}^3} = G$ , получаем критериальное уравнение для безразмерной относительной толщины парового зазора

$$\bar{\delta} = 1,09 \left( \frac{\rho_*}{k_{\pi}} G Pr_{*_{\pi}} \right)^{0.25} (\bar{d})^{0.25}. \quad (4)$$

Выражения для времени полного испарения капли принимает вид

$$\tau_0 = 1,1 \frac{d_{\pi}^{1.25} k_{\pi}^{0.75}}{a_{*_{\pi}}^{0.5} \rho_*^{0.75}} \left( \frac{Pr_{*_{\pi}}}{g} \right)^{0.25}. \quad (5)$$

Формула (5) легко преобразуется в критериальную форму, если использовать критерий Фурье в виде

$$Fo_{*0} = \frac{a_{*_{\pi}} \tau_0}{d_{\pi}^2}$$

$$Fo_{*0} = 1,1 \frac{(G Pr_{*_{\pi}})^{0.25} k_{\pi}^{0.75}}{\rho_*^{0.75}}. \quad (6)$$

## 2. ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛОвого ПОТОКА

Радиационный тепловой поток от поверхности к капле играет существенную роль при температурах поверхности свыше 500°C. В [1] учет дополнительного радиационного потока предлагается осуществлять при помощи эквивалентного коэффициента теплопроводности, при этом получаются достаточно сложные и неудобные для расчета соотношения.

Радиационный тепловой поток ведет к увеличению выхода пара с поверхности капли, увеличению толщины парового зазора и соответствующему снижению кондуктивного теплового потока через зазор, но, так как вес капли остается неизменным, не меняется и градиент давления в паровом зазоре. Если ввести коэффициент радиационного теплового

$$\text{потока } m = \frac{q_R}{q_{\lambda}} = \frac{\delta \sigma (T_{\text{пов}}^4 - T_s^4)}{\lambda_{\pi} \nu} = p \delta, \text{ представляю-$$

щего отношение радиационного теплового потока к кондуктивному потоку через паровой зазор, то условие постоянства давления в зазоре дает связь между толщиной зазора с учетом радиационного теплового потока  $\delta$  и толщиной зазора без учета радиационного теплового потока  $\delta_0$  в виде

$$\delta^4 = \delta_0^4 (1 + p \delta). \text{ Это уравнение удобнее представить}$$

в безразмерном виде  $\delta_*^4 = 1 + p \delta_0 \delta_*$ , где  $\delta_* = \delta / \delta_0$ .

Решение этого уравнения в диапазоне температуры поверхности 300–1000 °C и диаметра капли 0,5–2,0 мм показывает, что относительное увеличение толщины парового зазора составляет  $\delta_* = \delta / \delta_0 = 1,00 - 1,075$ . В этом случае для определения толщины парового зазора с достаточной точностью можно использовать выражение  $\delta = \delta_0 (1 + m_0)^{0.25}$ , а для полного теплового потока –

$$q = q_{\lambda} + q_R = q_{\lambda} (1 + m_0), \text{ где } m_0 = \frac{\delta_0 \sigma (T_{\text{пов}}^4 - T_s^4)}{\lambda_{\pi} \nu}.$$

Величина коэффициента радиационного теплового потока  $m_0$  составляет 0,03–0,35 в диапазоне темпе-

ратуры поверхности 300–1000 °C и диаметров капли 0,5–5,0 мм.

Время испарения капли определяется полным тепловым потоком и толщиной парового зазора с учетом радиационного теплового потока как

$$\tau = \frac{\tau_0}{(1 + m_0)^{0.75}}. \text{ Критериальное уравнение для вре-$$

мени полного испарения с учетом радиационного теплового потока

$$Fo_* = 1,1 \frac{(G Pr_{*_{\pi}})^{0.25} k_{\pi}^{0.75}}{\rho_*^{0.75}} \frac{1}{(1 + m_0)^{0.75}}. \quad (7)$$

## 3. ВЛИЯНИЕ ДИФфуЗИОННОГО ТЕПЛОвого ПОТОКА С ВНЕШНЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУСФЕРОИДА

Влияние диффузионного теплового потока особенно заметно при относительно низких температурах поверхности. В этом случае часть кондуктивного теплового потока через паровую прослойку идет на парообразование и выход пара в паровую прослойку, а часть передается к внешней поверхности полусфероида и расходуется на диффузионное испарение. Если ввести коэффициент диффузионного теплового потока  $\beta = q_D / q_{\lambda}$ , представляющему собой отношение диффузионного теплового потока от внешней поверхности полусфероида, приведенного к плоской поверхности основания полусфероида, к тепловому потоку через паровой зазор  $q_{\lambda} = \lambda_{\pi} \nu / \delta$ , то тепловой поток на испарение в зазор

$$q_{\text{исп}} = \frac{\lambda_{\pi} \nu}{\delta} (1 - \beta). \text{ Тогда толщина парового зазора бу-}$$

$$\text{дет определяться как } \delta = \left[ \frac{9}{4} (1 - \beta) a_{*_{\pi}}^2 \frac{\rho_* Pr_{*_{\pi}}}{g k_{\pi}} R_0 \right]^{0.25}.$$

Время полного испарения с учетом отвода тепла от внешней поверхности полусфероида определяется полным тепловым потоком через зазор, т.е. в критериальной форме

$$Fo_* = 1,1 \frac{(G Pr_{*_{\pi}})^{0.25} k_{\pi}^{0.75}}{\rho_*^{0.75}} (1 - \beta)^{0.25}. \quad (8)$$

Величина диффузионного потока пара от внешней поверхности полусфероида с радиусом  $R_0$  находится как  $j = 2\pi D R_0 (\rho_d - \rho_{\infty})$ , где  $\rho_d$  — плотность пара у поверхности полусфероида (при температуре внешней поверхности полусфероида);  $\rho_{\infty}$  — парциальная плотность пара в окружающем воздухе. Диффузионный тепловой поток, приведенный к плоской поверхности полусфероида,

$$q_D = \frac{3,17 r D (\rho_d - \rho_{\infty})}{d_k}.$$

Точное определение температуры внешней поверхности и, следовательно, диффузионного теплового потока требует решения системы уравнений теплопереноса через паровой зазор, от внутренней плоской поверхности полусфероида к внешней по-

лусферической, и диффузионного теплоотода от наружной поверхности. Для оценки диффузионного теплового потока в первом приближении примем, что температура наружной поверхности полусфероида равна температуре насыщения  $\rho_d = \rho_s$ , и можно пренебречь парциальной плотностью пара при температуре окружающего воздуха  $\rho_\infty$ . Тогда  $q_D = 3,17rD\rho/d_k$ , коэффициент диффузионного теплового потока  $\beta = \frac{3,17rD\rho_s}{\lambda_n \nu d_k} \delta = p_D \delta$ . Связь между толщиной парового зазора с учетом диффузионного испарения  $\delta$  и толщиной зазора  $\delta_0$  определяется уравнением

$$\delta_*^4 = 1 - p_D \delta_0 \delta_*, \quad (9)$$

где  $\delta_* = \delta/\delta_0$  – относительная толщина зазора.

Уравнение (9) решалось с помощью пакета Mathematica 5 в диапазоне температуры поверхности 300–1000 °С и начальных диаметров водяной капли 0,5–5,0 мм. Величина коэффициента теплопроводности 0,033 Вт/(м·К) принята для водяного пара при температуре 100 °С [3], коэффициент диффузии также рассчитан для температуры 100 °С в соответствии с [4] и составляет  $4,4 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с. Анализ решения показывает, что коэффициент диффузионного теплового потока и относительная толщина парового зазора существенно зависят от первоначального диаметра капли и температуры поверхности, особенно при относительно низких температурах поверхности и диаметре капли менее 2 мм. В этом случае относительная толщина парового зазора составляет 0,3–0,6 и от 70 до 95 % полного теплового потока от поверхности к капле приходится на диффузионное испарение с внешней поверхности. На рис. 1 приведены зависимости коэффициента диффузионного теплового потока от температуры поверхности и диаметра капли.

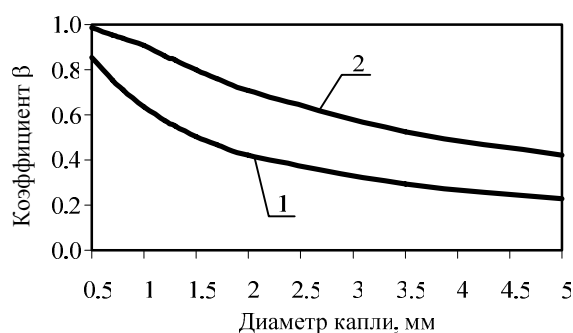


Рис. 1. Зависимости коэффициента диффузионного теплового потока от диаметра капли: 1 – температура поверхности 300 °С; 2 – температура поверхности 1000 °С

С учетом как радиационного теплового потока от высокотемпературной поверхности, так и диффузионного теплового потока от внешней поверхности полусфероида толщина парового зазора определяется как  $\delta = \delta_0 (1 + m_0)^{0.25} (1 - b)^{0.25}$ . Время полного

испарения капли в этом случае находится как

$$\tau = \tau_0 \frac{(1-b)^{0.25}}{(1+m_0)^{0.75}} \text{ или в критериальной форме}$$

$$Fo_* = 1,1 \frac{(GPr_{*n})^{0.25} k_n^{0.75} (1-b)^{0.25}}{\rho_*^{0.75} (1+m_0)^{0.75}}. \quad (10)$$

На рис. 2 приведено расчетное время испарения капли диаметром 1,9 мм без учета радиационного теплового потока по формулам (2) и (5) (кривая 2), с учетом радиационного потока (кривая 3) по формуле (7) и по формуле (11) с учетом как радиационного, так и диффузионного теплового потока с внешней поверхности полусфероида (кривая 4). На рис. 2 нанесены также экспериментальные данные работы [5] по времени полного испарения капли диаметром 1,9 мм.

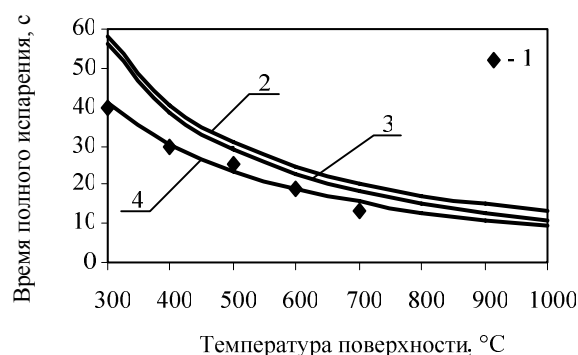


Рис. 2. Зависимости времени полного испарения капли от температуры поверхности. Диаметр капли 1,9 мм: 1 – экспериментальные данные [5]; 2 – время испарения без учета радиационного и диффузионного теплового потока; 3 – время испарения с учетом радиационного теплового потока; 4 – время испарения с учетом радиационного и диффузионного теплового потока

Результаты расчета, без учета радиационной и диффузионной составляющих теплового потока, дают значения времени полного испарения на 50 % превышающие экспериментальные. Учет радиационной и диффузионной составляющих теплового потока по предложенной формуле (10) дает очень хорошее совпадение с экспериментальными данными.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для случая гравитационного взаимодействия капли с высокотемпературной поверхностью получены зависимости для определения толщины паровой прослойки и времени полного испарения капель. Учтено влияние радиационного теплового потока от высокотемпературной поверхности и диффузионного теплового потока от внешней поверхности полусфероида. Результаты расчета по полученным формулам хорошо совпадают с экспериментальными данными.

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$a$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/с;  
 $D$  – коэффициент диффузии;  
 $d$  – диаметр капли, м;

$G$  – критерий теплового гравитационного взаимодействия капли с поверхностью;  
 $g$  – ускорение свободного падения,  $\text{м/с}^2$ ;  
 $i$  – энтальпия,  $\text{Дж/кг}$ ;  
 $k$  – коэффициент перегрева;  
 $m$  – коэффициент радиационного теплового потока;  
 $p$  – давление,  $\text{Па}$ ;  
 $q$  – плотность теплового потока,  $\text{Вт/м}^2$ ;  
 $R$  – радиус капли,  $\text{м}$ ;  
 $r$  – теплота парообразования,  $\text{Дж/кг}$ ;  
 $T, t$  – температура,  $^{\circ}\text{C}$ ;  
 $\text{Pr}$  – критерий Прандтля;  
 $\text{Fo}$  – критерий Фурье;  
 $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи,  $\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ ;  
 $\beta$  – коэффициент диффузионного теплового потока;  
 $\delta$  – толщина паровой прослойки,  $\text{м}$ ;  
 $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ;  
 $\nu$  – кинематический коэффициент вязкости,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  
 $\rho$  – плотность,  $\text{кг/м}^3$ ;  
 $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $\text{Н/м}$ ;  
 $\tau$  – время,  $\text{с}$ ;  
 $v$  – температурный напор,  $\text{К}$ .  
 Индексы:  
 $D$  – диффузионный тепловой поток;  
 $d$  – поверхность полусфероида;  
 $R$  – радиационный тепловой поток;  
 $s$  – насыщенное состояние;  
 исп – испарение с внешней стороны полусфероида;  
 $k$  – капля;

$n$  – начальное состояние капли;  
 $p$  – пар;  
 пов – поверхность;  
 $\lambda$  – кондуктивный тепловой поток;  
 $0$  – полное испарение капли;  
 $\infty$  – окружающая среда;  
 $*$  – условный параметр.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Исаченко В.П., Кушнырев В.И.** Струйное охлаждение. М.: Энергоатомиздат. 1984. 216 с.
2. **Андреев А.П., Боришанский В.М.** О расчете температуры становления сфероидального состояния и времени испарения капли в этом режиме // Кризисы теплообмена в околокритической области. Л.: Энергия, 1977. С. 170—182.
3. **Ривкин С.Л., Александров А.А.** Термодинамические свойства воды и водяного пара // М.: Энергия, 1975. 80 с.
4. **Физические величины:** Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
5. **Tamura Z., Tanasawa Y.** Evaporation and combustion of a drop contacting with a hot surface // Symposium (International) on Combustion 7-th. London, 1959. Vol. XXVI. P. 509 – 522.