

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ОБЪЕМЕ СФЕРИЧЕСКОЙ КАПЛИ В ПРОЦЕССЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ИСПАРЕНИЯ

Проведено чисельне моделювання процесу випаровування краплі води у сухому повітрі та в перегрітій парі з урахуванням і без урахування конвективного переносу тепла в дисперсній рідинній фазі. Встановлено, що при випаровуванні краплин у повітрі термічний опір всередині краплини можна вважати дуже малим, у порівнянні з термічним опором неперервної газової фази, тоді як при випаровуванні в середовищі перегрітої пари внутрішній перенос тепла відіграє вирішальну роль в процесах нагрівання чи охолодження крапель.

Проведено численное моделирование процесса испарения капли воды в сухом воздухе и в перегретом паре с учетом и без учета конвективного переноса тепла в дисперсной жидкой фазе. Установлено, что при испарении капель в воздухе термическое сопротивление внутри капли можно считать пренебрежимо малым по сравнению термическим сопротивлением непрерывной газовой фазы, тогда как при испарении капли в среде перегретого пара внутренний теплоперенос играет определяющую роль в процессах нагрева или охлаждения капель.

Numerical simulation of water droplet evaporation in dry air and superheated vapor has been carried out both with and without regard to conductive heat transfer in dispersed liquid phase. It is found that for the case of droplet evaporation in air the transfer resistance can be assumed to be negligible as compared to that of the continuous phase, whereas when evaporating droplet in superheated vapor medium the internal heat transfer plays major role in droplet heating or cooling processes.

a – коэффициент температуропроводности;

B – газовая постоянная;

c – удельная теплоемкость;

D – коэффициент диффузии;

J – массовый поток;

L – теплота испарения;

M – молекулярная масса;

m – масса;

p – давление;

Q – тепловой поток;

R – радиус;

r – радиальная координата;

T – температура;

α_m – коэффициент испарения;

δ – ширина расчетной зоны;

λ – коэффициент теплопроводности;

τ – время.

Индексы:

0 – начальное значение;

dr – капля;

eq – равновесный;

g – газ;

l – жидкость;

s – поверхность;

sat – насыщенный;

v – пар;

vg – парогазовая среда.

Испарение капель диспергированной жидкости в газовых средах является базовой операцией во многих современных технологиях, таких, например, как распылительная сушка, испарительное охлаждение, сжигание углеводородного топлива, работа газотурбинных генераторов и др. [1–4]. В последние годы изучение закономерностей тепломассообмена капель жидкости с окружающей средой привлекает внимание исследователей в плане научного обоснова-

ния методов интенсификации таких процессов и выбора оптимальных режимов.

Интенсивность и характер тепло- и массообмена капли с окружающей средой определяются величиной термических сопротивлений жидкой и газовой фазы. В большинстве случаев в процессах теплопередачи преобладающим является термическое сопротивление только одной из фаз. Поэтому при анализе процессов испарения капель, как правило, рассматривается либо

внешняя задача, когда скорость переноса тепла определяется только сопротивлением непрерывной газовой фазы, либо внутренняя, когда термическое сопротивление жидкости в объеме капли намного выше, чем в газе [5]. В последнем случае предполагается, что характерное время стабилизации температурного поля и скорость протекания нестационарных процессов внутри капли существенно больше времени стабилизации температурного поля в ее окрестности.

Соотношение термических сопротивлений обеих фаз зависит от их теплофизических параметров жидкости и газа. Так при испарении капель воды в воздухе отношение объемных энтальпий жидкой и газовой фаз ($\rho_l c_l / \rho_g c_g$) превышает 4000, а отношение их теплопроводностей равно 20. Поэтому для расчета интенсивности испарения в этом случае достаточно учитывать только термическое сопротивление газовой среды. Как правило, это допущение справедливо при моделировании кинетики испарения капель в процессах распылительной сушки или эволюции капелек воды в атмосфере, когда время стабилизации тепло- и массообменных процессов существенно меньше времени жизни самой капли. В этих случаях считается, что процесс протекает в квазиравновесных условиях, а температура капли сохраняет постоянное значение [1].

Если первостепенной задачей исследования является оценка скорости охлаждения или нагрева капли в процессе их испарения, необходимость учета нестационарных процессов переноса тепла в жидкой фазе становится основным условием при разработке адекватной модели. Это в первую очередь относится к моделированию быстропротекающих процессов испарения в технологиях испарительного охлаждения, в системах сжигания распыленного топлива, при анализе работы газотурбинных установок, кондиционеров, рефрижераторов и т.п. Необходимость учета нестационарных процессов теплопереноса в объеме жидкой фазы особенно важна при рассмотрении кинетики испарения капель в среде перегретого пара. Следует ожидать, что в этом случае термические сопротивления в обеих фазах могут быть сравнимы по величине [7].

В статье рассматриваются принципы построения математической модели испарения и конденсационного роста капель в газовых средах с учетом существования градиента температуры внутри капли и стабилизации температур-

ного поля в объеме жидкости в нестационарной стадии процесса. Рассматриваемая здесь модель предназначена, в частности, для анализа работы конденсационно-испарительной схемы когенерации тепла и созданию аналитической методики расчета аппарата для термовакуумной обработки жидких сред, разработанного в ИТТФ НАНУ [8].

В предыдущей работе авторов [9] рассмотрена модель испарения и конденсационного роста капель в парогазовых средах и в среде перегретого пара в широком интервале изменения режимных параметров – температуры, давления и влажности парогазовой среды, а также начальных значений температуры и радиуса капли. В этой модели принималось, что термическое сопротивление в жидкости пренебрежимо мало, по сравнению с сопротивлением в газовой фазе. Это допущение предполагает идеальное перемешивание жидкости в объеме капли, что в определенной степени оправданно при интенсивном обтекании испаряющейся капли потоком газа при больших числах Рейнольдса. Скорость прогрева или охлаждения капли в этом случае определяется только скоростью внешнего тепло- и массопереноса, и на любой стадии процесса температура в центре капли не отличается от температуры ее поверхности. Завершение нестационарной стадии процесса испарения капли происходит в тот момент времени, когда в газовой фазе реализуется условие $Q + JL = 0$. Начиная с этого момента количество тепла Q , переданное капле со стороны газа в единицу времени, и количество тепла JL , отводимого от капли с массовым потоком, сохраняют постоянные значения.

Если капля испаряется в неподвижной газовой среде или в газовом потоке при малых значениях числа Рейнольдса, скорость ее прогрева или охлаждения до равновесной температуры T_{eq} (температуры мокрого термометра) зависит не только от внешних условий, но также и от скорости кондуктивного переноса тепла за счет теплопроводности жидкости [7]. При этом на протяжении всей нестационарной стадии процесса температуры в центре капли отличается от температуры ее поверхности, и внутри капли существует отличный от нуля градиент температуры. Поскольку характерные времена релаксации процессов теплопереноса в жидкой и в газовой фазе различны [5,6,10], моменты перехода к стационарному режиму в каждой из фаз не совпадают во времени. Общая продолжительность про-

цесса испарения капли в неравновесном режиме определяется длительностью процесса нестационарного теплопереноса в фазе с более продолжительным временем релаксации.

В модели испарения капли, рассмотренной в работе [9], скорость прогрева (охлаждения) капли описывается уравнением:

$$\frac{dT_i}{d\tau} = -\frac{3(Q+JL)}{4\pi R^3 \rho_i c_i}, \quad (1)$$

с начальным условием: $T_i(0)=T_{i0}$. Параметры $J(\tau)$ и $Q(\tau)$ в правой части (1) характеризуют, соответственно, скорости переноса массы и тепла в окрестности капли. Как показано в [9], при испарении капли в неподвижной парогазовой среде эти параметры описываются уравнениями:

$$J = 4\pi R D_{vg} [\rho_{sat}(T_s) - \rho_{v\infty}] \quad \text{и} \quad Q = 4\pi R \lambda_{vg} (T_s - T_{g\infty}), \quad (2)$$

а при испарении в перегретом паре – уравнениями:

$$J = 4\pi R^2 \alpha_m (p_{sat}(T_s) - p_{v\infty}) \sqrt{\frac{M_v}{2\pi B T_s}} \quad \text{и} \quad Q = \frac{J \cdot c_p (T_s - T_{v\infty})}{\exp(Jc_p/4\pi R \lambda_{vv}) - 1} \quad (3)$$

Рассмотрим процесс испарения капли жидкости с учетом кондуктивного переноса тепла в объеме капли за счет теплопроводности жидкости.

Пусть сферическая капля жидкости с начальным радиусом R_0 и начальной температурой T_{i0} помещена в неподвижную газовую среду с известными значениями температуры, давления и влажности. Начало сферических координат совпадают с центром капли. Представленные в модели [9] уравнения, которые относятся ко внешней задаче (тепло- и массоперенос в газовой фазе), остаются в силе. Здесь рассматривается только дополняющая модель внутренняя задача, которая учитывает теплоперенос в жидкой фазе.

Изменение температуры внутри сферической капли описывается уравнением:

$$\frac{\partial T_i(r, \tau)}{\partial \tau} = \frac{a_i}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_i(r, \tau)}{\partial r} \right), \quad (4)$$

$$\text{с начальным условием: } T_i(0) = T_{i0} \quad (5)$$

$$\text{и граничными условиями: } \left. \frac{\partial T_i}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad \text{и} \quad 4\pi R^2 \lambda_l \left. \frac{\partial T_s}{\partial r} \right|_{r=R} = -(Q+JL). \quad (6)$$

Для решения дифференциального уравнения в частных производных – уравнение (4) – объем сферической капли разбивается на N концентрических шаровых зон с одинаковой толщиной $\delta(\tau)=R(\tau)/N$. Внутренняя зона с номером $i=1$ представляет собой сферу с радиусом $R_{i=2}=\delta(\tau)$. Внешний радиус каждой последующей зоны определяется соотношением $R_i=R_{i-1}+\delta$. В

каждой из зон решается обыкновенное дифференциальное уравнение, определяющее изменение температуры во времени в данной зоне.

Во внутренней шаровой области ($i=1$) дифференциальное уравнение имеет вид:

$$\left. \frac{dT_i}{d\tau} \right|_{i=1} = \frac{a_l}{\delta^2} (T_2 - T_1). \quad (7)$$

Во внешней зоне ($i=N-1$) дифференциальное уравнение сводится к виду:

$$\left. \frac{dT_i}{d\tau} \right|_{i=N-1} = \frac{a_l}{\delta^2} \left[T_s - T_{N-1} - (T_{N-1} - T_{N-2}) \cdot \left(\frac{R_{N-1}}{R_N} \right)^2 \right], \quad (8)$$

где $T_s(\tau)$ – температура поверхности капли, которая определяется из граничного условия (6).

В остальных зонах ($1 < i < N-1$) решаются уравнения вида:

$$\left. \frac{dT_i}{d\tau} \right|_{i1} = \frac{a_l}{\delta^2} \left[T_{N-i+1} - T_{N-i} - (T_{N-i} - T_{N-i-1}) \cdot \left(\frac{R_{N-i}}{R_{N-i+1}} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Таким образом, кондуктивный перенос тепла внутри капли в процессе ее испарения или роста описывается системой $N-1$ обыкновенных дифференциальных уравнений, каждое из которых решается при начальных условиях $T_i(0)=T_{i0}$.

Среднеобъемная температура капли определяется по формуле:

$$T_{cp} = \frac{3}{R^3} \sum_{i=1}^{N-1} T_i R_{i+1}^2 \delta. \quad (10)$$

Уравнения (7)-(10), описывающие температурное поле внутри жидкой капли, дополняют представленную в [9] систему уравнений модели, в которой рассматривается только внешняя задача переноса тепла в газовой фазе.

Анализ результатов расчета

В рамках представленной здесь модифицированной модели выполнено численное исследование кинетики испарения капель воды в сухом воздухе и в среде перегретого пара. Принципиальное различие кинетики испарения и конденсационного роста капель в этих теплоносителях подробно обсуждается в [7,9]. Следует напомнить, что основное отличие заключается в том, что сопротивление массопереноса в перегретом паре на три порядка выше, чем в воздухе, и именно это определяет чрезвычайно высокую скорость переноса пара в окрестности капли. При этом, как следует из уравнения (3), величина теплового потока Q зависит как от величины, так и от направления массового потока J в окрестности капли. Следует ожидать, что, вследствие сравнительно низких значений сопротивлений

тепло- и массопереноса в перегретом паре, термическое сопротивление в жидкости будет ока-

зывать более заметное влияние на кинетику испарения, чем в воздухе.

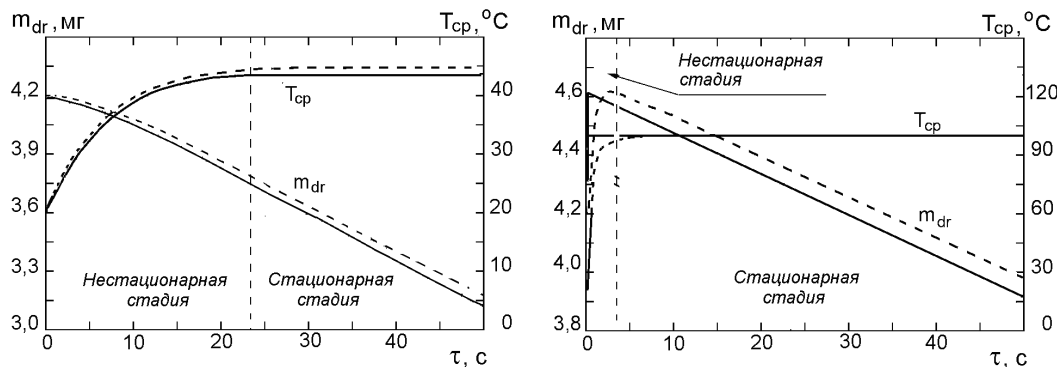


Рис. 1. Изменение массы и среднеобъемной температуры капли воды в процессе ее испарения в сухом воздухе (а) и в перегретом паре (б) при одинаковых режимных параметрах системы ($R_{10}=1$ мм; $T_{10}=20$ °С; $p_{10}=p_{g\infty}=0,1$ МПа; $T_{10}=T_{g\infty}=150$ °С). Расчет по модели с учетом (пунктирные линии) и без учета градиента температуры внутри капли (сплошные линии).

На рис.1 показано как меняется масса и среднеобъемная температура капли в процессе ее испарения в воздухе (а) и в перегретом паре (б) при одинаковых режимных параметрах. Сплошными линиями показаны результаты расчета без учета градиента температуры внутри капли. Пунктирными линиями показаны соответствующие зависимости, рассчитанные с учетом наличия градиента температуры. Видно, что при заданных условиях скорость изменения массы капли (\dot{m}_{dr}) при испарении в воздухе выше, чем при испарении в перегретом паре, что согласуется с известными экспериментальными данными [2].

Полученные результаты дают основание утверждать, что при испарении капель в воздухе термическое сопротивление жидкости пренебрежимо мало по сравнению с сопротивлением газовой фазы и не оказывает заметного влияния на кинетику испарения. Напротив, при испарении в перегретом паре влияние термического сопротивления жидкости намного заметнее, особенно в начальной стадии процесса. В перегретом паре переход к стационарному режиму ($T_{cp}=\text{const}$) осуществляется за более короткое время, чем в воздухе.

Представленные на рис.1 результаты показывают, что при испарении капли в перегретом паре длительность нестационарной стадии пренебрежимо мала по сравнению со временем существования капли. Однако именно процессы, протекающие на этой стадии, определяют скорость нагрева или охлаждения капель.

Вывод об определяющей роли термического сопротивления жидкости при испарении в перегретом паре подтверждается графическими зави-

симостями, приведенными на рис.2. В пренебрежении термическим сопротивлением жидкости расчетное время полного прогрева капли до равновесной температуры при заданных условиях составляет всего 40 мс. Это значение характеризует время релаксации процессов тепло- и массопереноса в паровой фазе к равновесным условиям. Указанные на рисунке временные области стационарного и нестационарного режима указывают длительность стабилизации процессов именно в паровой фазе. Учет термического сопротивления (пунктирные линии) позволяет более точно рассчитать длительность прогрева капли. Видно, что даже за время 100 мс среднеобъемная температура капли еще далека от равновесного значения, а масса капли увеличивается вследствие ее конденсационного роста, который завершается в момент окончания неравновесной стадии процесса.

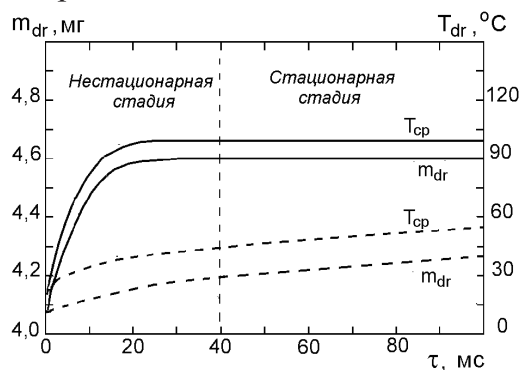


Рис. 2. Изменение массы и среднеобъемной температуры капли воды на начальном этапе ее испарения в перегретом паре при условиях, указанных в подписи к рис.1. Расчет по модели с учетом (пунктир) и без учета градиента температуры внутри капли (сплошные линии).

Более точную оценку продолжительности неравновесной стадии можно выполнить на основании результатов, которые представлены на рис.3 для интервала времени от 0 до 3,5 секунд. На рисунке представлено изменение со временем температуры в центре капли $T_{ц}$, в зоне на расстоянии половины радиуса от центра капли $T_{0,5}$, на поверхности капли T_s , а также изменение среднеобъемной температуры T_{cp} .

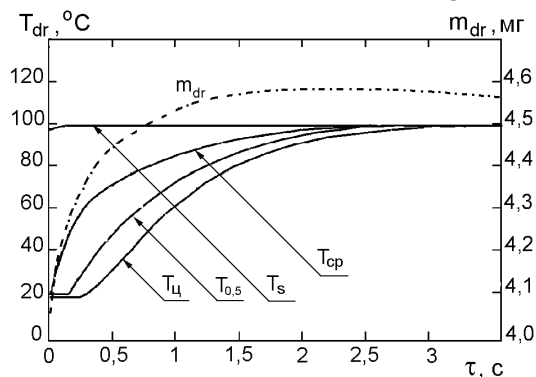


Рис.3. Изменение значений температуры в центре $T_{ц}$, на расстоянии половины радиуса $T_{0,5}$ и на поверхности T_s , а также среднеобъемной температуры, и массы капли m_{dr} в процессе ее испарения в перегретом паре в неравновесной стадии. Расчет по модели с учетом градиента температуры внутри капли при условиях, указанных в подписи к рис.1.

На рисунке приведена также кривая изменения со временем массы капли $m_{dr}(\tau)$. Момент стабилизации процесса испарения характеризуется совпадением температуры жидкости в центре капли с температурой поверхности, а также окончанием режима интенсивного конденсационного роста капли, который переходит в режим монотонного испарения. Совокупность представленных результатов позволяют сделать точную оценку продолжительности неравновесной стадии, которая при заданных условиях составляет 3 секунды.

Рассчитанное для заданных условий время прогрева капли до равновесной температуры при испарении в среде перегретого пара (3 с) почти на порядок меньше времени прогрева капли при испарении в воздухе (20 с), но существенно выше времени релаксации процессов переноса в паровой фазе (0,04 с).

Выводы

На основе представленной здесь модифицированной модели, которая адекватно описывает

кинетику протекания испарения и конденсационного роста капель в паровых и парогазовых средах, можно получить обширный объем достоверной информации, полезной при научных исследованиях и в практическом приложении. Уравнения модели базируются на строгих физических основах и не содержат эмпирических параметров. Это открывает возможность использования модели для исследования процессов испарения различных жидкостей в разнообразных газовых средах при наличии табличных данных для соответствующих теплофизических параметров, содержащихся в уравнениях модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wu Z.H., Iiu X.D. Simulation of spray drying of a solution atomized in a pulsating flow. *Drying Technology*. – 2002. – Vol.20, N6. – P. 1101-1121.
2. A. S. Kaiser, M. Lucas, A. Viedma, B. Zamora Numerical model of evaporative cooling processes in a new type of cooling tower // *Int. J. Heat Mass Transfer*. – 2005. – Vol.48, N5. – P.986-999.
3. Kryukov A.P., Levashov Yu., Sazhin S.S. Evaporation of diesel fuel droplets: kinetic versus hydrodynamic model // *Int. J. Heat Mass Transfer*. – 2004. – V.47, N12, 13. – P.2541-2549.
4. Ефименко Ю.А. Испарительное охлаждение бинарных капель в проточном реакторе при пониженных давлениях // *ИФЖ*. – 2008. – Т.81, №2. – С. 243-240.
5. Oliver D.L.R., Chung J.N. Unsteady conjugate heat transfer from translating fluid sphere at moderate Reynolds number // *Int. J. Heat Mass Transfer*. – 1990. – V.33, N3. – P. 401-408.
6. Долинский А.А., Иваницкий Г.К. Оптимизация процессов распылительной сушки. – Киев: Наук. думка. – 1984. – 240 с.
7. Haji M., Chow L. Experimental measurements of water evaporation rates into air and superheated steam. // *Journ. of Heat Transfer*. – 1988. – N10. – P. 237-242.
8. Шурчкова Ю.А. Адиабатное вскипание. – Киев: Наук. думка. – 1999. – 278 с.
9. Иваницкий Г.К., Цель Б.Я. Тепло- и массообмен при испарении и конденсационном росте капель в воздухе и в перегретом паре. // *Пром. теплотехника*. – 2009. – Т.31, №6. – С.
10. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.1. – М.: Наука, 1987. – 464 с.