

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОЗРАЧНЫХ ЧАСТИЦ В ЗАДАЧАХ СЛОЖНОГО ТЕПЛООБМЕНА

АННОТАЦИЯ

Рассматривается приближенная теоретическая модель теплового излучения одиночных неизотермических частиц из слабопоглощающего материала. Обсуждаются результаты, полученные ранее для теплового излучения частиц оксидов в плазменных струях, используемых для напыления покрытий. Применительно к проблеме парового взрыва исследуется остывание и затвердевание частиц расплавленных оксидов в воде. Анализируется роль теплового излучения и влияние оптических постоянных вещества частиц. Показано, что величина показателя поглощения в ближней инфракрасной области во многом определяет скорость и характер процесса затвердевания. Полученные результаты объясняют ограниченные возможности экспериментального моделирования фрагментации капель кориума с использованием расплавов других веществ, в частности оксида алюминия.

1. ВВЕДЕНИЕ

Задачи сложного теплообмена в высокотемпературных дисперсных системах, таких как газообразные продукты сгорания, содержащие частицы конденсированной фазы, требуют адекватного описания поглощения, рассеяния и испускания теплового излучения отдельными частицами. В традиционных теоретических моделях частицы, как правило, считаются изотермическими, и их тепловое излучение рассчитывается по характеристикам поглощения излучения [1–3]. Вместе с тем, в ряде практических задач перепад температуры даже в сравнительно небольших частицах размером порядка нескольких десятков или сотен микрон может составлять несколько сотен градусов. Если такая частица полупрозрачна, она испускает тепловое излучение не с поверхности, и интенсивность этого излучения существенно зависит от поля температуры внутри частицы. При этом вычислительная модель должна учитывать перенос энергии внутри частицы теплопроводностью и тепловым излучением.

Одна из задач такого типа связана с плазменным напылением оксидных покрытий, когда в высокотемпературную плазменную струю вводятся твердые частицы оксидов размером 30–50 мкм. [4, 5] Частицы очень быстро нагреваются и оплавляются с поверхности. При этом перепад температуры между центром и поверхностью частицы может достигать 1000 К. Расчетное исследование показало, что тепловое излучение незначительно влияет на температуру частиц [6–8]. В то же время тепловое излучение частиц весьма чувствительно к профилю температуры в частице. Последнее обстоятельство следует учитывать при оценке среднemasсовой темпера-

туры частиц по их яркостной температуре, определяемой экспериментально [6–8].

Другая задача, в которой также важно правильно рассчитывать тепловое излучение полупрозрачных неизотермических частиц, связана с опасной ситуацией, возникающей в случае тяжелой аварии ядерного реактора с образованием расплава активной зоны (кориума) [9–11]. Частицы кориума, попадающие в воду, используемую в качестве теплоносителя, могут приводить к возникновению парового взрыва. Для оценки вероятности парового взрыва необходимо правильное описание процесса первоначальной фрагментации капель кориума с учетом их охлаждения и затвердевания [9–11]. Следует отметить, что роль теплового излучения в процессе остывания капель кориума весьма значительна [12].

Результаты экспериментальных исследований поведения капель расплава в воде, в которых вместо оксида урана используется, например, оксид алюминия, не могут быть непосредственно применены к условиям реактора из-за различного вклада теплового излучения. Последнее обстоятельство связано не только с более низкой температурой в модельных условиях, но и с различными оптическими свойствами веществ. Анализ имеющихся экспериментальных данных может быть выполнен только на основе теоретической модели, учитывающей особенности теплового излучения частиц оксидов.

В данном сообщении представлены результаты решения модельной задачи, относящейся к остыванию и затвердеванию капель оксидов в воде. В то же время, для расчета поля теплового излучения используется общая модель, которая применялась ранее для полупрозрачных частиц в плазменных струях [6–8] и может найти применение при решении других задач сложного теплообмена.

2. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛЬНОЙ ЗАДАЧИ

В рассматриваемой модельной задаче мы не будем учитывать теплообмен излучением между окруженными водой частицами кориума. Это допущение, которое может быть частично оправдано поглощением излучения в воде, позволяет ограничиться анализом остывания отдельной частицы. Другое важное допущение, позволяющее значительно упростить математическую формулировку задачи – предположение о сферической симметрии конвективного теплообмена через паровой зазор между частицей и окружающей водой. Несмотря на очевидную неточность, сферически симметричная модель представля-

ется разумной на первом этапе исследования, поскольку позволяет сосредоточиться на качественном анализе роли теплового излучения.

Уравнение энергии для температуры сферической частицы можно записать в следующем виде:

$$\rho \left[c + L\delta(T - T_m) \right] \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 k \frac{\partial T}{\partial r} \right) - Q(t, r), \quad (1)$$

где последнее слагаемое в правой части – потери тепла в результате теплового излучения. В данной постановке задачи игнорируется возможное отличие между температурой затвердевания и температурой плавления вещества частицы. Зависимость плотности от температуры и ее изменение при фазовом переходе также не принимается во внимание. Начальное и граничные условия для уравнения (1):

$$t = 0, \quad T = T_0 > T_m \quad (2)$$

$$r = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad r = a, \quad -k \frac{\partial T}{\partial r} = h(T - T_e). \quad (3)$$

Размер капель расплава значительно больше типичных значений длины волны теплового излучения. Это означает, что при анализе поля излучения в объеме частицы можно не учитывать волновые эффекты и ограничиться приближением геометрической оптики [13–15]. Мы будем считать также, что толщина парового зазора между частицей и окружающей водой значительно больше длины волны излучения. В этом случае интенсивность излучения не только внутри, но и вне частицы может быть рассчитана с использованием обычной теории переноса излучения [16–18].

Значительное упрощение математической формулировки задачи достигается с помощью предложенного в [13–15] дифференциального приближения MDP₀ вместо интегро-дифференциального уравнения переноса излучения.

Строго говоря, задача должна решаться как спектральная. Тем не менее, в данной работе мы ограничимся «серой» моделью, считая показатель преломления n и коэффициент поглощения α вещества частицы не зависящими от длины волны излучения. Это допущение будет обосновано ниже.

Расчет переноса излучения в MDP₀ – приближении в каждый момент времени сводится к решению следующей краевой задачи [19]:

$$-r^{-2} \left(r^2 Dg' \right)' + \alpha(1 - \mu_*)g = 4\alpha(1 - \mu_*)n^2\sigma T^4 \quad (4)$$

$$g'(0) = 0, \quad -Dg'(a) = \frac{g(a)}{n(n^2 + 1)}, \quad (5)$$

где искомая функция пропорциональна плотности энергии излучения:

$$g = \int_{(4\pi)} Id\bar{\Omega}, \quad (6)$$

а коэффициенты определяются соотношениями

$$D = \frac{1 + \mu_*}{4\alpha} (1 - \mu_*^2), \quad \mu_* = \sqrt{1 - \frac{r_*^2}{r^2}} \Theta(r - r_*), \quad r_* = \frac{a}{n} \quad (7)$$

Заметим, что при выводе уравнения (4) показатель преломления считался не зависящим от температуры. Объемная мощность радиационных тепловых потерь и поток излучения с поверхности частицы определяются по формулам [19]:

$$Q = \alpha(1 - \mu_*) (4n^2\sigma T^4 - g) \quad (8)$$

$$q = \frac{g(a)}{n(n^2 + 1)}. \quad (9)$$

Соотношения (1)–(9) представляют собой полную формулировку задачи об охлаждении и затвердевании полупрозрачной капли расплава. Строго говоря, реальная задача является сопряженной, поскольку условия теплообмена на внешней поверхности частицы зависят от ее теплового состояния. В данной работе мы ограничимся заданием постоянного коэффициента теплообмена $h = 300 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$ [12].

Для оценки эффектов, связанных с перепадом температуры по радиусу частицы, представляет интерес сравнение представленной выше модели с изотермическим приближением. Уравнение энергии в изотермическом приближении имеет следующий вид:

$$\rho \left[c + L\delta(T - T_m) \right] \frac{dT}{dt} = -3 \left[\bar{\varepsilon}\sigma(T^4 - T_e^4) + h(T - T_e) \right] \quad (10)$$

Приведенная излучательная способность $\bar{\varepsilon}$ практически совпадает с излучательной способностью полупрозрачной частицы, которая может быть рассчитана по приближенной формуле [20]:

$$\varepsilon = \frac{4n}{(n+1)^2} [1 - \exp(-2\alpha a)] \quad (11)$$

Область возможного применения изотермического приближения для частиц оксидов будет рассмотрена ниже.

3. РАСЧЕТЫ ДЛЯ ЧАСТИЦ ОКСИДОВ

3.1. Оксид алюминия

Показатель преломления оксида алюминия слабо зависит от температуры и его спектральное изменение в ближней инфракрасной области незначительно [1, 21]. В этом же, наиболее важном, спектральном диапазоне, показатель поглощения κ вблизи температуры плавления примерно линейно возрастает с длиной волны [22–24]. Названные обстоятельства могут служить обоснованием принятой

выше модели серой среды (величины n и $\alpha = 4\pi k/\lambda$ не зависят от λ) и допущения о постоянном (не зависящим от температуры) показателе преломления. Опубликованные экспериментальные данные по коэффициенту поглощения оксида алюминия вблизи температуры плавления значительно отличаются между собой [22–24], но во всех случаях наблюдается значительный рост поглощения при увеличении температуры. В данной работе для температурной зависимости коэффициента поглощения используется следующая аппроксимация:

$$\alpha = \nu\alpha_1 \exp[\zeta(T - T_m)], \quad (12)$$

где $\alpha_1 = 837 \text{ м}^{-1}$, $\zeta = 0.005 \text{ К}^{-1}$, а значения параметра $\nu = 1$ и $\nu = 3$ соответствуют экспериментальным данным [24] и [22] (в дальнейшем – варианты 1 и 2). Значения остальных физических параметров оксида алюминия вблизи температуры плавления приведены в табл. 1.

Таблица 1. Физические параметры оксида алюминия

$T_m, \text{ К}$	2320
$\rho, \text{ кг/м}^3$	3000
$c, \text{ Дж/(кг К)}$	1400
$k, \text{ Вт/(м К)}$	2
$L, \text{ кДж/кг}$	1070
n	1.82

Результаты расчетов теплового состояния частицы удобно представить в безразмерных переменных. В частности, введение безразмерной температуры $\theta = (T - T_e)/(T_m - T_e)$ с учетом того, что $T_e \ll T_m$ позволяет избавиться от задания температуры воды T_e . Другие безразмерные параметры определяются следующим образом:

$$\bar{r} = \frac{r}{a}, \quad \theta_0 = \frac{T_0 - T_e}{T_m - T_e}, \quad \bar{Q} = \frac{Qa}{\sigma T_m^4}, \quad \bar{q} = \frac{q}{\sigma T_m^4} \quad (13)$$

Ниже представлены результаты расчетов для частиц оксида алюминия радиусом $a = 1 \text{ мм}$. Начальный перегрев расплава задавался значением $\theta_0 = 1.02$. На рис. 1 и 2 показаны расчетные профили температуры и тепловых потерь за счет излучения. Обращает на себя внимание значительное отличие между двумя вариантами коэффициента поглощения. В первом варианте, когда оптическая толщина частицы сравнительно мала, тепловое излучение приводит к почти одновременному затвердеванию расплава в тонком поверхностном слое и в центре частицы. Во втором варианте частица затвердевает с поверхности.

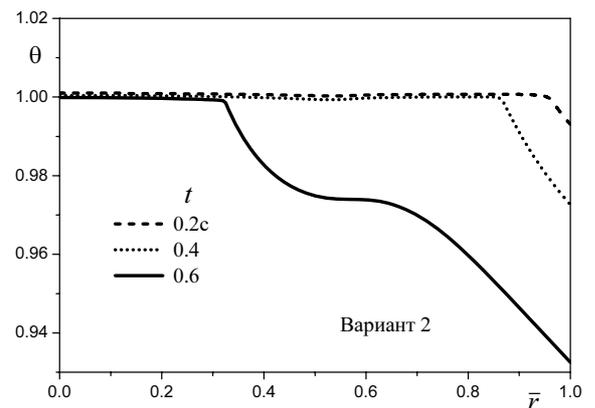
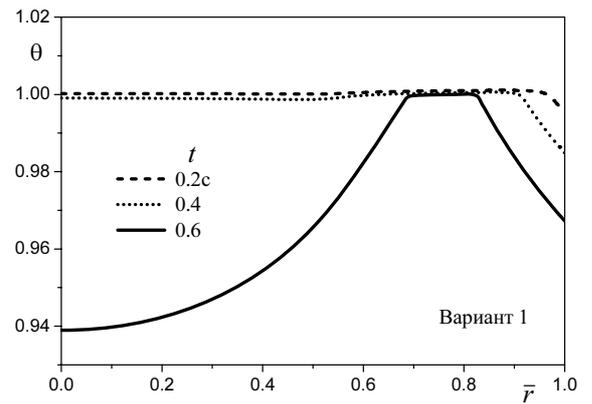


Рис. 1. Профили температуры в частице Al_2O_3 .

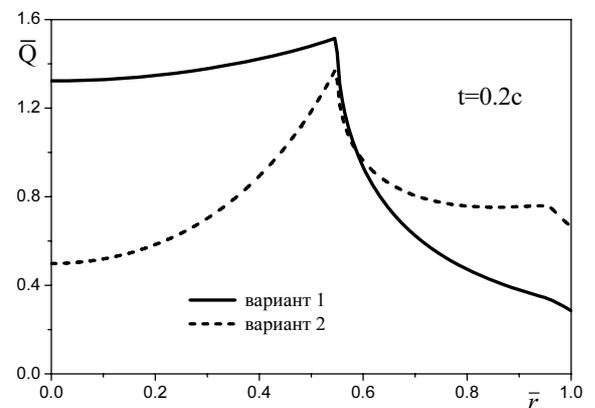


Рис. 2. Радиационные тепловые потери

Интересно сравнить результаты решения полной задачи радиационно-кондуктивного теплообмена с расчетами в изотермическом приближении. На рис. 3 и 4 видно, что изотермическая модель дает правильные значения средней температуры частицы и потока теплового излучения к окружающей воде после затвердевания частицы. В то же время расчет процесса затвердевания частицы расплава и даже оценка времени затвердевания t_s могут быть получены только путем решения задачи радиационно-кондуктивного теплообмена. Последнее утверждение иллюстрируется данными табл. 2. Видно, что

изотермическая модель на 37% завышает t_s для первого варианта и на 20% занижает t_s для второго варианта коэффициента поглощения.

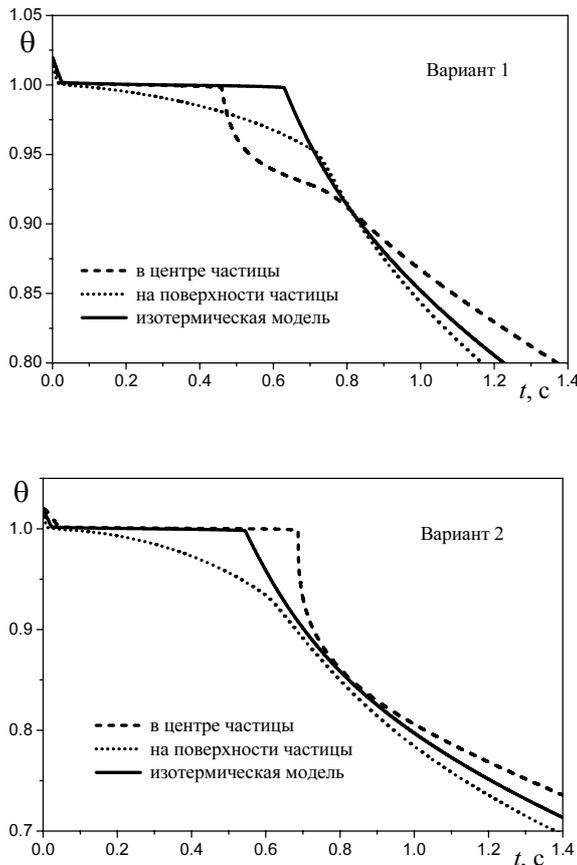


Рис. 3. Изменение температуры частицы Al_2O_3 .

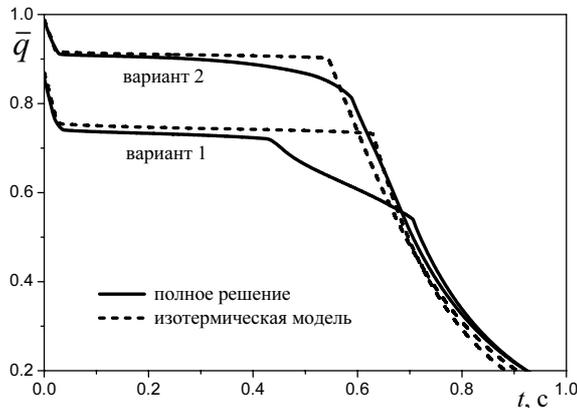


Рис. 4. Поток теплового излучения от частицы Al_2O_3

Таблица 2. Время затвердевания частицы радиусом $a = 1 \text{ мм}$

	$t_s, \text{ с}$	
	Вариант 1	Вариант 2
Радиационно-кондуктивная модель	0.46	0.69
Изотермическая модель	0.63	0.55

3.2. Оксид урана

К сожалению, в известной автору литературе нет данных по оптическим постоянным расплава кориума и его основного компонента диоксида урана в ближней инфракрасной области спектра. Экспериментальные данные [25, 26] для UO_2 относятся к видимому диапазону $0.45 \leq \lambda \leq 0.75 \text{ мкм}$, в котором это вещество оказывается практически непрозрачным. Приводимое в [25, 26] значение показателя поглощения $\kappa = 0.8$ (коэффициент поглощения $\alpha \sim 10^7 \text{ м}^{-1}$) примерно на четыре порядка превосходит соответствующую величину для оксида алюминия. В работе [27] для расплава UO_2 приводятся значения среднего по Росселанду коэффициента поглощения $\alpha = 5 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$. Исходя из приведенных данных, можно предположить, что коэффициент поглощения UO_2 резко уменьшается при переходе из видимой в ближнюю инфракрасную область спектра, оставаясь в несколько раз выше соответствующей величины для Al_2O_3 . В данной работе мы будем предполагать, что частицы кориума радиусом 1 мм непрозрачны для инфракрасного излучения. При этом задача (1)–(3) приводится к виду

$$\rho [c + L\delta(T - T_m)] \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 k \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (14)$$

$$t = 0, T = T_0 > T_m; \quad r = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad (15)$$

$$r = a, -k \frac{\partial T}{\partial r} = h(T - T_e) + \varepsilon \sigma (T^4 - T_e^4). \quad (16)$$

Излучательная способность кориума согласно [28] принимается равной $\varepsilon = 0.85$. Эта же величина используется вместо (11) при расчетах охлаждения непрозрачных частиц кориума в изотермическом приближении. Значения остальных физических параметров кориума вблизи температуры плавления приведены в табл. 3 [29, 30].

Таблица 3. Теплофизические параметры кориума

$T_m, \text{ К}$	2850
$\rho, \text{ кг/м}^3$	8000
$c, \text{ Дж/(кг·К)}$	600
$k, \text{ Вт/(м·К)}$	3
$L, \text{ кДж/кг}$	400

Расчетные профили температуры в частице кориума радиусом $a = 1 \text{ мм}$ представлены на рис. 5. Поверхностный слой капли расплавленного кориума охлаждается и затвердевает значительно быстрее, чем у капли оксида алюминия. При этом фронт фазового перехода с примерно постоянной скоростью перемещается от поверхности к центру частицы, и полное время затвердевания капли кориума оказывается сравнительно большим. Из-за большого перепада температуры по радиусу частицы изотермическое приближение непригодно для оценки охлаждения и затвердевания частиц кориума (см. рис. 6 и 7).

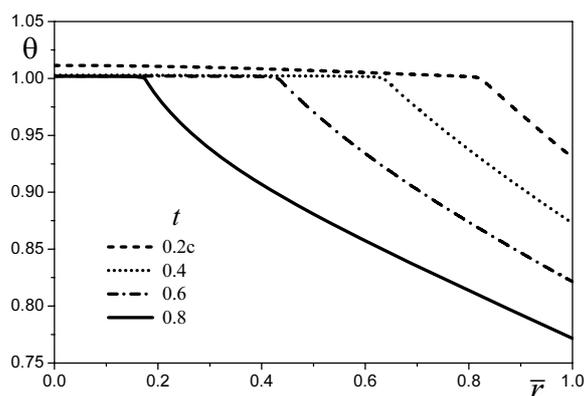


Рис. 5. Профили температуры в частице корунда

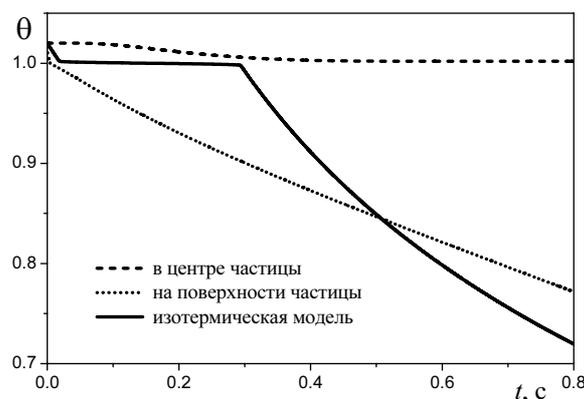


Рис. 6. Изменение температуры частицы корунда

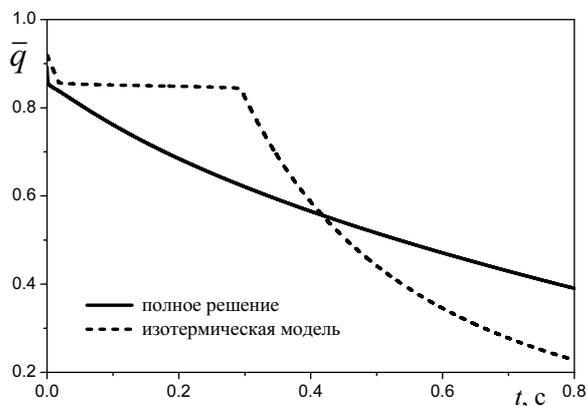


Рис. 7. Поток теплового излучения от частицы корунда

Следует отметить, что тепловое излучение значительно ускоряет охлаждение и затвердевания рассмотренных частиц оксидов. Это утверждение иллюстрируется данными табл. 4.

Таблица 4. Время затвердевания частицы радиусом $a = 1$ мм

Материал частицы	t_s, c	
	Без излучения	С излучением
Al_2O_3	2.82	0.46/0.63
Кориум	2.21	0.86

Естественно предположить, что возможность

тонкой фрагментации каплей расплава ограничивается не только силами поверхностного натяжения, но и скоростью образования твердой корки на поверхности капли. В этом отношении поведение непрозрачных каплей корунда и полупрозрачных каплей оксида алюминия оказывается различным. Благодаря интенсивному тепловому излучению с поверхности на каплях корунда быстро образуется твердая корка, препятствующая разрушению капли. В случае оксида алюминия тепловое излучение исходит из объема полупрозрачной капли и не способствует быстрому образованию твердой корки на ее поверхности. Различный характер радиационного охлаждения и затвердевания непрозрачных и полупрозрачных каплей расплава может быть одной из причин известного разброса экспериментальных результатов по паровому взрыву [9–11].

Заметим, что перемешивание расплавленного корунда с жертвенными оксидными материалами, рассматриваемое в некоторых технических проектах [31, 32], может привести к увеличению прозрачности расплава и повышению риска парового взрыва в случае взаимодействия расплава с охлаждающей водой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена приближенная теоретическая модель остывания и затвердевания окруженных водой частиц расплавленных оксидов. Учитывается значительный вклад теплового излучения и возможная полупрозрачность оксидов в ближней инфракрасной области спектра. Анализируется возможность использования изотермического приближения для оценки среднемассовой температуры частиц и времени их затвердевания.

Расчетное исследование показало, что скорость и характер затвердевания частиц существенно зависят от коэффициента поглощения материала частиц. Полупрозрачные частицы оксида алюминия затвердевают быстрее благодаря отводу тепла излучением преимущественно из центральной области. Непрозрачные частицы корунда, состоящие в основном из диоксида урана, охлаждаются излучением с поверхности. При этом сравнительно быстро формируется твердая корка на поверхности частицы. Обсуждается возможное влияние полупрозрачности расплава на фрагментацию каплей и опасность возникновения парового взрыва.

Автор благодарит проф. T.N. Dinh (Royal Institute of Technology, Stockholm) за участие в постановке задачи об остывании каплей корунда и полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 04-02-16014.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

a – радиус частицы, м;
 c – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К);
 D – коэффициент диффузии излучения, м;
 h – коэффициент теплообмена, Вт/(м²·К);
 I – интегральная интенсивность излучения, Вт/м²;

k – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);
 L – скрытая теплота плавления, Дж/кг;
 Q – объемная мощность тепловых потерь, Вт/м³;
 r – текущий радиус, м; T – температура, К;
 α – коэффициент поглощения, м⁻¹; δ – функция Дирака;
 ε – излучательная способность частицы;
 θ – безразмерная температура; Θ – функция Хевисайда;
 λ – длина волны излучения, м;
 κ – показатель поглощения; ρ – плотность, кг/м³;
 σ – постоянная Стефана – Больцмана, Вт/(м²·К⁴);
 $\vec{\Omega}$ – единичный вектор.
 Индексы:
 0 – начальное значение; e – внешний;
 m – плавление; s – затвердевание.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Dombrovsky L.A.** Radiation Heat Transfer in Disperse Systems. N.Y.: Begell House, 1996.
2. **Modest M.F.** Radiative Heat Transfer, 2nd ed. N.Y.: Academic, 2003.
3. **Viskanta R.** Radiative Transfer in Combustion Systems: Fundamentals and Applications. N.Y.: Begell House, 2005.
4. **Pfender E. and Chang C.H.** Plasma spray jets and plasma-particulate interaction: Modeling and experiments // Proc. 15th Int. Thermal Spray Conf., Nice, France, 1998. P. 315-327.
5. **Процессы** плазменного нанесения покрытий: теория и практика / Ильюшенко А.Ф., Кундас С.П., Достанко А.П. и др.; Минск: Армита, 1999. 544с.
6. **Домбровский Л.А., Игнатьев М.Б.** Учет неизотермичности частиц в расчете и при диагностике двухфазных струй, применяемых для напыления покрытий // ТВТ. 2001. Т. 39. № 1. С. 138-145.
7. **Dombrovsky L.A. and Ignatiev M.B.** Determination of bulk temperature of semitransparent oxide particles in thermal spraying from the experimental data on their color temperature // Proc. 5th World Conf. on Experim. Heat Transfer, Fluid Mech. and Thermodynamics, Thessaloniki, Greece, 2001. V. 2. P. 1287-1292.
8. **Dombrovsky L.A. and Ignatiev M.B.** An estimate of the temperature of semitransparent oxide particles in thermal spraying // Heat Transfer Engineering, 2003. V. 24. No. 2. P. 60-68.
9. **Степанов В.В.** Физические аспекты явления парового взрыва // Препринт № 5450/3. М.: Ин-т атомной энергии им. И.В. Курчатова, 1991.
10. **Fletcher D.F.** Steam explosion triggering: a review of theoretical and experimental investigations // Nuclear Engineering and Design, 1995. V. 155. No. 1-2. P. 27-36.
11. **Berthoud G.** Vapor explosions // Annual Review of Fluid Mechanics, 2000. V. 32. P. 573-611.
12. **Dinh T.N., Dinh A.T., Nurgaliev R.R. and Sehgal B.R.** Investigation of film boiling thermal hydraulics under FCI conditions: results of analyses and numerical study // Nuclear Engineering and Design, 1999. V. 189. P. 251-272.
13. **Домбровский Л.А.** Тепловое излучение неизотермических частиц из слабопоглощающего материала // Труды Второй Российской национальной конф. по теплообмену (РНКТ-2), Москва, 1998. Т. 6. С. 278-281.
14. **Домбровский Л.А.** Тепловое излучение сферической частицы из полупрозрачного материала // ТВТ. 1999. Т. 37. № 3. С. 284-293.
15. **Dombrovsky L.A.** Thermal radiation from nonisothermal spherical particles of a semitransparent material // Int. J. of Heat and Mass Transfer, 2000. V. 43. No. 9. P. 1661-1672.
16. **Домбровский Л.А.** Передача тепла излучением от сферической частицы через паровой зазор к окружающей жидкости // ТВТ. 1999. Т. 37. № 6. С. 945-952.
17. **Dombrovsky L.A.** Radiation heat transfer from a hot particle to ambient water through the vapor layer // Int. J. of Heat and Mass Transfer, 2000. V. 43. No. 13. P. 2405-2414.
18. **Домбровский Л.А.** Передача тепла излучением через паровой зазор при пленочном кипении жидкости // ТВТ. 2003. Т. 41. № 6. С. 920-925.
19. **Dombrovsky L.A.** A modified differential approximation for thermal radiation of semitransparent nonisothermal particles: application to optical diagnostics of plasma spraying // J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2002. V. 73. No. 2-5. P. 433-441.
20. **Домбровский Л.А.** Спектральная модель поглощения и рассеяния теплового излучения каплями дизельного топлива // ТВТ. 2002. Т. 40. № 2. С. 270-276.
21. **Домбровский Л.А.** О возможности определения дисперсного состава двухфазного потока по рассеянию света под малыми углами // ТВТ. 1982. Т. 20. № 3. С. 549-557.
22. **Mularz E.J. and Yuen M.C.** An experimental investigation of radiative properties of aluminum oxide particles // J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 1972. V. 12. No. 11. P. 1553-1568.
23. **Лингарт Ю.К., Петров В.А., Тихонова Н.А.** Оптические свойства лейкосапфира при высоких температурах. II. Свойства монокристалла в области непрозрачности и свойства расплава // ТВТ. 1982. Т. 20. № 6. С. 1085-1092.
24. **Рубцов Н.А., Емельянов А.А., Пономарев Н.Н.** Исследование показателя поглощения плавленной окиси алюминия при высоких температурах // ТВТ. 1984. Т. 22. № 2. С. 294-298.
25. **Bober M., Singer J., and Wagner K.** Determination of the Optical Constants of Liquid UO₂ from Reflectivity Measurements // Proc. Eighth Symp. on Thermophysical Properties, Gaithersburg, MD, 1981. V. II. P. 234-244.
26. **Bober M., Singer J., and Wagner K.** Bestimmung der Optischen Konstanten von Geschmolzenen Kernbrennstoffen // J. of Nuclear Materials. 1984. V. 124, P. 120-128.
27. **Anderson E. E.** Radiative heat transfer in molten UO₂ based on the Rosseland diffusion method // Nuclear Technology, 1976. V. 30. P. 65-70.
28. **Harding J.H., Martin D.G., and Potter P.E.** Thermophysical and Thermochemical Properties of Fast Reactor Materials // Commission of the European Communities Report EUR 12402 EN, 1989.
29. **Прогнозирование** теплофизических свойств расплава активной зоны ядерного реактора / С.М. Петухов, М.С. Трахтенгерц, Р.Х. Хасанов, Б.И. Нигматулин. Электрогорский научно-иссл. центр по безопасности атомных станций (ЭНИЦ ВНИИАС), препринт №Л11-20, 1995.
30. **Journeau C., Piluso P., and Frolov K.N.** Corium physical properties for severe accident R&D // Proc. ICAPP'04, Pittsburg, PA USA, 2004. Paper 4140. P. 1062-1071.
31. **Кухтевич И.В., Безлепкин В.В., Грановский В.С.** и др. Концепция локализации расплава корнума на внекорпусной стадии запроектной аварии АЭС с ВВЭР-1000 // Теплоэнергетика, 2001. № 9. С. 2-7.
32. **Dombrovsky L.A., Mineev V.N., Vlasov A.S., Zaichik L.I., and Zeigarnik Yu.A.** In-vessel corium catcher of a nuclear reactor // Proc. 11th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-11), Avignon, France, 2005. Paper 234.