

парате // Доповіді НАНУ. – 2003. – № 11. – С. 71–76.

3. Басок Б.И., Кравченко Ю.С., Давыденко Б.В., Тесля А.И. Течения жидкости в роторно-пульсационном аппарате на стадии его разгона // Промышленная теплотехника. – 2004. – Т.26, № 2. – С. 31–36.

4. Басок Б.И., Давыденко Б.В., Ободович А.Н., Пироженко И.А. Диссипация энергии в активной зоне роторно-пульсационного аппарата // До-

повіді НАН України. – 2006. – № 12. – С. 81–87.

5. Басок Б.И., Давыденко Б.В., Ободович А.Н., Пироженко И.А. Численное моделирование процесса перемешивания взаиморастворимых жидкостей в роторно-пульсационном аппарате // Доповіді НАН України. – 2007. – № 7. – С.79–86.

Получено 14.04.2008 г.

УДК 536.244

**БУРКА А.Л.,
ЕМЕЛЬЯНОВ А.А., СИНИЦЫН В.А.**

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

ТЕПЛООБМЕН В ГАЗОПРОНИЦАЕМОМ МАТЕРИАЛЕ С ТЕПЛОАККУМУЛИРУЮЩИМИ СВОЙСТВАМИ

Пропонується розрахунково-експериментальне дослідження тепломасообміну у газопроникному матеріалі при наявності хемосорбції кисню у порах і фазового переходу стосовно до умов роботи твердотілого сонячного акумулятора. Подано математичну постановку задачі, яка враховує радіаційно-конвективний теплоперенос у матеріалі, і описано метод її розв'язування. Експериментальні результати вимірювання теплоємності активованих порошків використано при розрахунку тепломасообміну у газопроникному матеріалі. Проведено розрахунки нестационарного температурного поля у плоскому шарі матеріалу з різною мірою його активації. Показано, що підвищення міри активації призводить до пониження темпу нагріву й збільшення кількості акумуляованої теплоти. З'ясовано вплив пористості матеріалу на формування температурного поля.

Предлагается расчетно-экспериментальное исследование тепломасообмена в газопроницаемом материале при наличии хемосорбции кислорода в порах и фазового перехода применительно к условиям работы твердотельного солнечного аккумулятора. Представлена постановка задачи, учитывающая радиационно-конвективный теплоперенос в материале и описан метод решения. Экспериментальные результаты по измерению теплоемкости активированных порошков использованы при расчете тепломасообмена в газопроницаемом материале. Проведен расчет нестационарного температурного поля в плоском слое материала с различной степенью активации. Показано, что повышение степени активации приводит к снижению темпа нагрева и увеличению количества аккумуляированной теплоты. Выяснено влияние пористости материала на формирование температурного поля.

A calculation-experimental investigation of heat and mass transfer in a gas-permeable material with chemical absorption of oxygen in pores and phase transition is proposed for operation conditions of a solid solar accumulator. The problem statement with regard for radiation-convective heat transfer in this material is presented, and the method of solution is described. Experimental results on measurement of thermal capacity of activated powders were used in calculations of heat and mass transfer in a gas-permeable material. The non-stationary temperature field was calculated in a flat layer of the material with different activation degrees. It is shown that an increase in the degree of activation decreases the heating rate and increases the amount of accumulated heat. The effect of material porosity on temperature field formation was determined.

c_T – теплоемкость газа;

g – расход газа в порах;

E – плотность потока излучения;

L – длина образца материала;

m_V – массовая скорость газовой выделения в порах;

N_1, N_2 – безразмерные коэффициенты теплоотдачи;

P – пористость;

q – объемная плотность источников тепловыделения;

T_* – характерная температура;

t – время;
 x – продольная координата;
 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – степени черноты границ;
 θ_1^*, θ_2^* – температуры внешних источников тепловыделения;

Настоящая работа посвящена численному моделированию тепломассопереноса в газопроницаемых материалах, полученных прессованием ультрадисперсных порошков. С точки зрения применения в тепловых аккумуляторах, работа которых основана на использовании теплоты фазового перехода и хемосорбции, особый интерес представляют порошки с преобладанием двуокиси ванадия. Фазовый переход “металл-диэлектрик” в этом соединении происходит с выделением или поглощением значительного количества теплоты (удельная теплота превращения 0,24 кДж/моль) [1]. Характерными особенностями таких материалов являются развитая поверхность пор и, как следствие, их высокая газовая реакционная способность. Ультрадисперсные порошки обладают высокой активностью к поглощению газов (адсорбцией) и в первую очередь кислорода. Состав и количество адсорбированных порошками газов определяется в первую очередь природой материала, дисперсностью и условиями его приготовления. Теплообмен в таких средах происходит при наличии фазового перехода в частицах, процессов десорбции-адсорбции газа на поверхности пор, а также его хемосорбции с фазами переменной валентности.

Одной из важных проблем при изучении таких материалов является выяснение влияния механической активации поверхности частиц порошка на теплообмен. Структурные изменения с образованием новых капилляров, внутренних границ раздела фаз и новых фаз переменной валентности (структур кристаллического сдвига) в частицах могут быть достигнуты с помощью механической активации материала [2].

В работах [3,4] исследовано накопление теплоты, поглощаемой в процессе нагрева дисперсного материала из оксидов ванадия в области температуры фазового перехода “диэлектрик-металл” диоксида ванадия и показано, что величина поглощаемой теплоты такими порошками при нагреве зависит от массы выделяемого ад-

χ – объемный коэффициент поглощения;
 λ – эффективный коэффициент теплопроводности;
 λ_p – коэффициент теплопроводности газа;
 λ_E – коэффициент теплопроводности частиц;
 σ – постоянная Стефана – Больцмана.

сорбированного слабосвязанного кислорода. Рассмотрена постановка задачи, учитывающая радиационно-конвективный тепломассоперенос в материале, и описан метод решения. Проведен расчет нестационарного температурного поля в газопроницаемом материале для различных значений массовой скорости газовой выделенной. Настоящая статья является дальнейшим развитием исследований теплообмена в указанных выше материалах.

Предлагается следующая постановка задачи. Плоский слой газопроницаемого материала нагревается внешними источниками излучения и обменивается теплотой конвекции с окружающей средой. Перенос теплоты в газопроницаемом материале осуществляется теплопроводностью, излучением и конвекцией. Принимается, что скорость течения газа в порах достаточно мала, поэтому устанавливается тепловое равновесие между газом и каркасом.

Предполагается существование внутренних источников теплоты за счет фазового перехода в объеме частиц и хемосорбции кислорода на поверхности пор.

При моделировании радиационного переноса учитываются процессы поглощения, испускания и рассеяния на частицах оксидов ванадия. Оптические свойства материала предполагаются зависящими от длины волны. Внешние источники излучения являются абсолютно черными.

Теплоемкость каркаса предполагается зависящей от температуры. Решение задачи проводится в приближении сплошной среды с эффективными теплофизическими и оптическими свойствами.

Температурные поля и тепловые потоки в слое материала получаются из решения краевой задачи для уравнения теплопроводности и системы уравнений переноса излучения.

Уравнение теплопроводности с граничными условиями в безразмерном виде:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) - \omega(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - \frac{L}{T_*} \frac{\partial E}{\partial \xi} + L^2 q(\theta), \quad (1)$$

$$0 < \xi < 1, \quad \tau > 0;$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} - N_1(\theta - \theta_1) = \frac{\varepsilon_1 \sigma L}{\lambda} (\theta_1^{*4} - \theta^4), \quad \xi = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} - N_2(\theta - \theta_2) = \frac{\varepsilon_2 \sigma L}{\lambda} (\theta^4 - \theta_2^{*4}), \quad \xi = 1; \quad (3)$$

$$\theta(\xi, 0) = \theta_0(\xi), \quad (4)$$

где

$$\omega(\theta) = \frac{L g c_{\Gamma}}{1 - P}; \quad \theta = \frac{T}{T_*}; \quad \xi = \frac{x}{L}; \quad \tau = \frac{t}{\rho c_{\Gamma} L^2}.$$

Расход газа в порах рассчитывается из уравнения неразрывности

$$P \frac{dg}{d\xi} = L m_{\nu}(\theta). \quad (5)$$

Дивергенция спектральной плотности радиационного потока $\frac{dE}{d\xi}$ определяется из решения

системы интегродифференциальных уравнений переноса энергии излучения [4] относительно интенсивностей $I_{\nu}^{+}(\xi, \mu)$, $I_{\nu}^{-}(\xi, \mu)$ и имеет вид

$$\frac{dE}{d\xi} = \chi \left[4\pi I_{\rho\nu} - 2\pi \int_0^1 (I_{\nu}^{+}(\xi, \mu) + I_{\nu}^{-}(\xi, \mu)) d\mu \right].$$

С помощью функции Грина

$$G(\xi, z) = -\frac{e^{F(\xi)}}{\lambda \Delta} \begin{cases} (1 + N_1 \int_0^z e^{-F(z)} dz)(e^{-F(1)} + N_2 \int_{\xi}^1 e^{-F(z)} dz), & z \leq \xi; \\ (1 + N_1 \int_0^{\xi} e^{-F(z)} dz)(e^{-F(1)} + N_2 \int_z^1 e^{-F(z)} dz), & z \geq \xi; \end{cases}$$

$$\Delta = N_2 + N_1(e^{-F(1)} + N_2 \int_0^1 e^{-F(z)} dz),$$

являющейся решением однородной краевой задачи

$$\lambda(z) \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial z} - \omega(z) \right) \frac{\partial G}{\partial z} = 0;$$

$$\frac{\partial G}{\partial z} - N_1 G = 0, \quad z = 0; \quad \frac{\partial G}{\partial z} - N_2 G = 0, \quad z = 1,$$

начально-краевая задача (1) – (4) сводится к нелинейному интегральному уравнению относительно безразмерной температуры, которое записывается в виде

$$\theta(\xi, \tau) = G(\xi, 0)W_1(\tau) - G(\xi, 1)W_2(\tau) + \int_0^1 W(z, \tau)G(\xi, z)dz. \quad (6)$$

Здесь

$$W(z, \tau) = \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{L}{T_*} \frac{\partial E}{\partial z} - L^2 q(\theta); \quad F(z) = \int_0^z \left(\frac{d\lambda}{dz} - \omega \right) \frac{dz}{\lambda};$$

$$W_1(\tau) = \frac{\sigma L}{\lambda} (\theta_1^{*4} - \theta^4) - N_1 \theta_1;$$

$$W_2(\tau) = \frac{\sigma L}{\lambda} (\theta^4 - \theta_2^{*4}) - N_2 \theta_2^{*4}.$$

Таким образом, краевая задача (1) – (6) о совместном переносе теплоты теплопроводностью, конвекцией и радиацией в полупрозрачной газопроницаемой среде свелась к нелинейному интегральному уравнению относительно безразмерной температуры $\theta(\xi, \tau)$, которое на каждом временном шаге решается итерационным методом Ньютона – Канторовича [5].

Для нахождения эффективных значений коэффициента теплопроводности газопроницаемого материала использована формула

$$\lambda = (1 - P)\lambda_E + P\lambda_P.$$

Расчеты проводились с использованием временных зависимостей теплоемкости, представленных на рис. 1. Эти зависимости получены путем обработки экспериментальных данных [3]. Прежде всего необходимо отметить наличие ярко выраженного пика в распределении теплоемкости во времени в моменты, когда в материале происходит фазовый переход. Как видно, механоак-

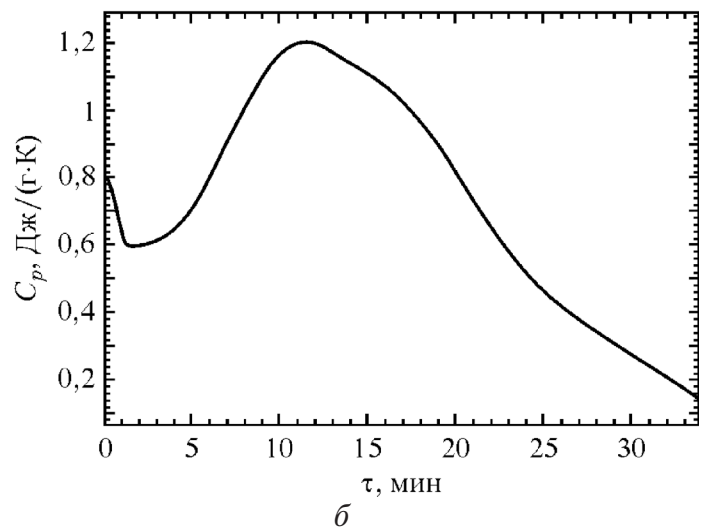
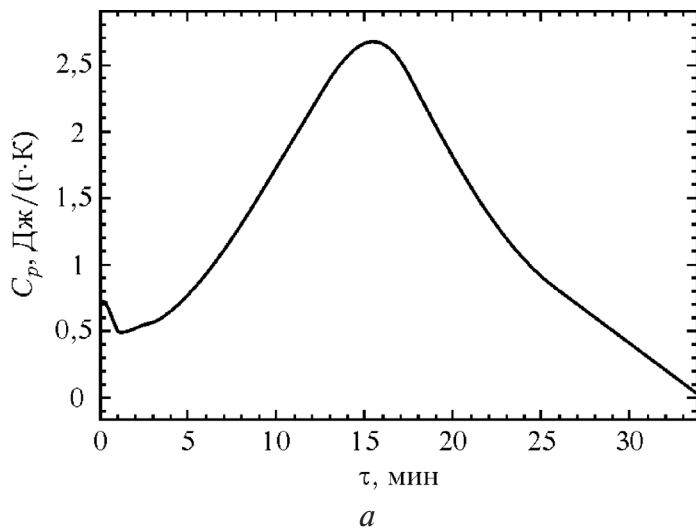


Рис. 1. Динамика теплоемкости в процессе теплообмена:
а – неактивированный материал, **б** – активированный материал.

тивация материала приводит к уменьшению максимального значения теплоемкости и расширению во времени пика. При проведении численных расчетов параметры принимали следующие значения: $\lambda = 1,34$ Вт/м·К, $L = 0,1$ м, $N_1 = N_2 = 9,5$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$. Шаг по времени Δt принимался равным одной секунде.

На рис. 2 представлены результаты расчета температуры в слое для случая нагрева границы

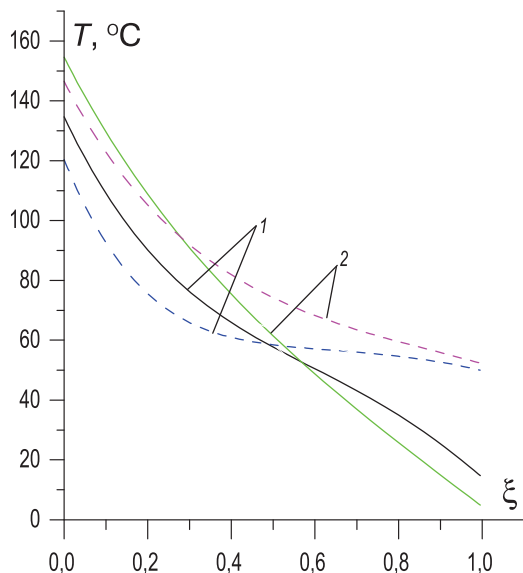


Рис. 2. Зависимость распределения температуры в слое от пористости неактивированного материала в различные моменты времени:
 ————— $P = 0,35$; - - - - - $P = 0,25$;
 1–12 мин; 2–36 мин; $\theta_1^* = 0,4$, $\theta_2^* = 0,3$.

$\xi = 0$ источником излучения с температурой 400 К и границы $\xi = 1$ источником с температурой 330 К. Из рисунка видно, что рост пористости приводит к возрастанию температурного уровня в горячей области слоя и снижению температуры в холодной области в каждый момент времени. Снижение пористости материала приводит к увеличению внутреннего тепловыделения за счет хемосорбции и уменьшению темпа нагрева.

Рис. 3 иллюстрирует влияние переменности теплоемкости каркаса пористого материала на

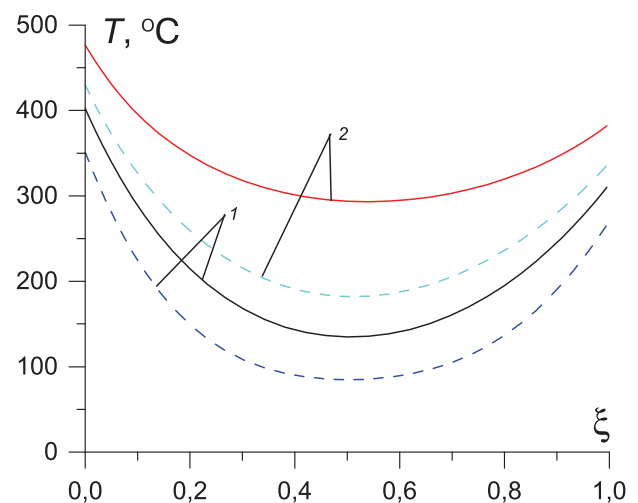


Рис. 3. Влияние теплоемкости материала на динамику температурного распределения в слое:
 ————— неактивированный материал;
 - - - - - активированный материал; 1–12 мин;
 2–36 мин; $P = 0,3$; $\theta_1^* = 0,8$, $\theta_2^* = 0,4$.

температурное распределение в слое в различные моменты времени. На этом рисунке видно, что механоактивация материала приводит к дополнительному разогреву слоя за счет тепловыделения при релаксации структуры стенок пор.

Выводы

1. Рассмотрена постановка задачи, учитывающая радиационно-конвективный теплоперенос в газопроницаемом материале и описан метод решения. Экспериментальные результаты по измерению теплоемкости механоактивированных порошков использованы при расчете теплообмена в пористом газопроницаемом материале. Проведен расчет нестационарного температурного поля в плоском слое материала с различной степенью механоактивации и выяснено влияние пористости и активации на формирование температурного поля.

2. Результаты, полученные при исследовании накопления теплоты активированными ультрадисперсными порошками, могут быть использованы при создании тепловых аккумуляторов.

Работа проводилась при поддержке РФФИ по проекту № 06-08-00361-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Чудновский Ф.А. Фазовый переход металл-полупроводник и его применение. – Л.: «Наука», 1979. – 183 с.
2. Полубояров В.А., Кортаева З.А., Андриушкова О.В. Получение ультрамикрорегетерогенных частиц путем механической обработки // Неорганические материалы. – 2001. – Т.37. – № 5. – С. 592–595.
3. Емельянов А.А., Полубояров В.А., Бурка А.Л., Кортаева З.А., Великанов Е.В., Лапин А.Е., Бан Бонг-Чан. Теплообмен при фазовом переходе и адсорбции-десорбции кислорода в дисперсном материале // Промышленная теплотехника. – 2006. – Т.28, № 1. – С. 22–30.
4. Бурка А.Л., Емельянов А.А., Полубояров В.А., Сеницын В.А. Возможность применения ультрадисперсных порошков для создания тепловых аккумуляторов // Промышленная теплотехника. – 2007. – Т.38, №5. – С.36–43.
5. Канторович Л.В. О методе Ньютона // Труды Математического института АН СССР. – 1949. – Т.28. – С. 135–139.

Получено 01.04.2008 г.