С.Х. Койбагаров, Д.Т. Жайлаубаев

Семипалатинский государственный университет им. Шакарима

УДК 637.312.7

ТЕПЛОМАССООБМЕН В НЕОДНОРОДНОМ СЛОЕ КАПИЛЛЯРНО – ПОРИСТОГО МАТЕРИАЛА

Бір қатар технологиялық процесстердің негізі болатын керекті ортада тасмалдау құбылысын сипаттау, тәртіпсіз орналасқан қогалмайтын сфералық бөлшектердің біртекті жүйесі ретінде моделденеді. Бұндай статикалық модель шексіз кеуекті денедегі жылу агынын сипаттау үшін қолданылады.

Жылу беру бетінен булану механизме анализ жасау және осы негізде буландыргыш жылуық құбырлардан жылу беру әдісін есептеуді жетілдіру осы жұмыстың өзегі болды. Алынган нәтижелер бос молкулярлы және аралық агыс тәртібінде еркін кеуекті қабаттан булану кезінде масса тасмалдау жылдамдыгын есептеу үшін пайдалануга болады.

The description of the phenomena of carry in porous environments making a basis of a number of technological processes, is simulated by homogeneous system of the randomly distributed(randomly allocated) motionless spherical particles. Such statistical model is applied to the description of a flow of heat in a unlimited porous body.

The analysis of the mechanism of evaporation from a porous surface and development on his(its) basis of a method of account of a heat transfer of thermal pipes were by a subject of the present research. The received results can be used for account of speed of carry at evaporation in a porous layer of any thickness molecular and intermediate modes of current.

Обеспечение соответствующей температурой обрабатываемого материала ускоряет процессы тепломассообмена в капиллярно – пористых телах.

Известно также, что каждой определенной величине температуры и давления соответствует определенная интенсивность протекания процесса тепломассообмена. Поэтому, изменяя режимы температуры и давления, регулируют движущую силу той или иной технологической операции.

Описание явлений переноса в пористых средах, составляющих основу ряда технологических процессов, во многих случаях целесообразно проводить с помощью методов кинетической теории газов, которые позволяют исследовать течения при различных степенях разрежения.

Например, материалов осуществляется в большинстве случаев в условиях, когда режим течение водяного пара через материал является переходным молекулярно - вязкостным. Кроме того, при сушке, когда длина свободного пробега молекул сравнима с толщиной пленки.

В настоящей работе пористое тело моделируется однородной системой беспорядочно распределенных неподвижных сферических частиц. Такая статистическая модель применяется для описания потока теплоты в неограниченном пористом теле. При этом выражение для потока тепла, пригодное во всем диапазоне изменения чисел Нуссельта записывалось в виде, вязкого потоков.

Рассматриваем медленное изотермическое течение пара через пористый слой толщиной L, ограниченный с одной стороны поверхностью испаряющей жидкости, а с другой - ее паром, давление которого p1 при x = L заодно p1 p0, где p0 - давление насыщенного пара. Предлагаемый ниже подход позволил также учесть абсорбцию молекул на частицах; моделирующих остов пористого тела.

Рассмотрим случай отсутствия абсорбции. Для функции распределения молекул газа f внутри пористого тела записываем уравнение с учетом, эффективной внешней силы F, являющейся результатом коллективного взаимодействия молекул газа с подвижными частицами:

$$\xi_X = \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{F}{m}\frac{\partial f}{\partial \xi_X} = 0.$$

Тем самым задача о течении газа в пористой среде со сложным характерном границы раздела и с учетом сопротивления частиц заменяется одномерным кинетическим уравнением с внешней силой F. Из решения граничной кинетической задачи отдельной сферической частицы радиуса R в 1 найдена сила, действующая на эту частицу, которая в случае диффузного отражения молекул имеет вид:

$$F_d = F_g A_1(Nu),$$

где F – сила Стокса,

$$A_1(Nu) = \frac{15 - 3Nu + 3(8+\pi)Nu^2}{15 + 12Nu + 18Nu^2 + 54Nu^2}.$$

Значение силы F получаем из соотношения

$$\varepsilon \cdot n \cdot F = n_d \cdot F_d(\varepsilon - n),$$

(ε- пористость).

В результате решения уравнения [1] с соответствующими граничными условиям находятся выражения для безразмерной скорости потока тела над пористым телом UL, а также для скачка плотности теплового потока на границе пористое теле n/1/-n в случае испарения. При этом скачок плотности давления в отличие от скачков макроскопических величин в кинетической теории теплового потока растет с уменьшением Nu. Наличие этого скачка обусловлено условиями сопряжения при x=L.

Для скорости UL при испарении получаем выражение:

$$U_L = \frac{-\varepsilon^2 \cdot \nu_L}{\pi^{\frac{1}{2}}\left(4 - 2\varepsilon - \varepsilon^2 + A\right)},$$

где $\nu_L = \dfrac{n_1 - n_0}{n_0}$; $A = \dfrac{9(1-\varepsilon)}{\pi} \cdot \dfrac{L}{R} \cdot Nu \cdot A_1(Nu)$.

В случае $L \cdot R^{-1} \succ 1$ скорость, как при испарении, так и при фильтрации имеет вид:

$$U_L = -\varepsilon^2 \cdot \nu_L / \pi^{1/2} \cdot A.$$

Из [2] на основании соотношения $nu_L(2kT/m) = -N\dfrac{dn}{dx}$ определяем проницаемость. В свободномолекулярном режиме находим:

$$N_\infty = \frac{2}{8+\pi}\left(\frac{2\pi kT}{m}\right)^{1/2} \frac{\varepsilon^2 R}{1-\varepsilon}.$$

Что хорошо совпадает с имеющимися теоретическими результатами [3].

Полученные значения сравниваются также с экспериментальными данными, приведенными в [8, 9], где с целью определения характеристик пористых материалов измеряется их проницаемость. В экспериментах использовались различные и разные приготовления лабораторно при 20<p< 190 кПА, что позволило осуществить течение в широком диапазоне К (l<Nu<90). Для трех (ε≈0,7) теоретические и экспериментальные значения x совпадают с хорошей точностью.

Анализ механизма испарения с пористой поверхности и разработка на его основе метода расчета теплоотдачи испарительных тепловых труб явились предметом настоящего исследования.

Пористая структура моделируется системой цилиндрических капилляров с заданной температурой стенки Тсм. Для определения αs необходимо знать количество теплоты ΔQ, поглощаемой при испарении с поверхности мениска одиночного капилляра:

$$\alpha_S = \frac{\Pi}{T_{cm} - T_k}\int \frac{\Delta Q f(R)}{\pi \cdot R_k^2} dR_k.$$

Степень воздействия адгезионных и капиллярных сил на интенсивность испарения с поверхности мениска зависит от толщины слоя жидкости. Мениск разбивается на четыре области:

Область равновесной пленки, 0<δ<δ0{Tcm),

где

$$\delta_0 = \left[\frac{1}{\alpha}\left(1 - \frac{(T_{cm} - T_S)\rho_n r}{T_S P_S}\right)\right]^{1/6}.$$

Здесь адгезионные силы велики и практически исключают испарение.

Область частично испаряющейся пленки, $\delta_0 \prec \delta \le \delta_*$. Здесь действие адгезионных сил несколько ослабляется, подтекание жидкости происходит за счет градиента расклинивающего давления.

Область испаряющейся пленки $\delta_* \prec \delta \le \delta_{**}$. Здесь влияние адгезионных сил несущественно, подтекание жидкости происходит за счет градиента капиллярного давления.

Область собственно мениска, $d \succ d_{**}$. Здесь перепады давления в подтекающей жидкости много меньше капиллярного давления и форму мениска можно считать совпадающей с изотермической, т.е. сферической с радиусом RM.

Для определения интенсивности испарения решалась система уравнений неразрывности, движения и теплопроводности:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0;$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + y\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dP}{dx} + v_{ж} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial y^2},$$

с граничными условиями:

$$y = 0;\ u = v = 0;\ T = T_{cm};$$

$$y = \delta;\ \frac{\partial u}{\partial y} = 0;\ T_{cm} - T_{\tilde{a}}(\delta) = \frac{3{,}2\sqrt{RT_S}\,P_S \hat{a}\delta \ell n(\delta/\delta_0)}{\rho_n r}.$$

Таким образом, полученные в работе теоретические результаты и согласующие с ними экспериментальны данные показывают, что с увеличением *1/Ru* скорость U_L вначале растет медленно, затем примерно в *Nu = 1* начинается более резкое возрастание переходящее в линейную зависимость, характерную для низкого оттока тепла. Наконец, при дальнейшем убывании *Nu* скорость U_L в случае испарения выходит на постоянное значение, зависящее лишь от s и v v, которое при ε→1 стремится к величине, соответствующей испарению с открытой поверхности.

Следовательно, найденные результаты могут быть использованы для расчета скорости массопереноса при испарении в пористом слое произвольной толщины для $1 \le Nu \ \langle \infty$ т.е. в свободномолекулярном и промежуточном режимах течения.

Что же касается течения при наличии слабой абсорбции, то здесь для свободномолекулярного режима в симметричном случае получено достаточно хорошее совпадение с результатами, найденными другим методом [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуйко Э.И., Цветков Ц.Д. Аналитическое исследование процесса внутреннего массопереноса при вакуумной сублимационной сушке материалов. – ИФЖ, 1972, №5. - с. 868-870.

2. Лыков А.В. Теория сушки. – М.: Энергия, 1968. – 506 с.

3. Гинзубрг А.С. Расчет и проектирование сушильных установок пищевой промышленности. – М.: Агропромиздат, 1985. - 336 с.