

УДК 532

Павленко А.М. – д-р техн. наук, проф., ДГТУ

Кошлак А.В. – аспирант, ДГТУ

ОСОБЕННОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССАМИ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ПОРИСТИХ ТЕЛ

В работе предложена математическая модель динамики паровой фазы (парового пузырька), возникающей и развивающейся в объеме гелеобразной сырьевой массы при нагреве в процессе производства пористого материала, которая дает возможность детально изучить данные процессы.

Введение

Согласно разработанным технологиям получения нового пористого материала [1 – 3] процесс порообразования реализуется путем испарения воды при нагреве гелеобразной смеси в термокамере. Продолжительность нагрева и плотность теплового потока определяют интенсивность испарения и количество выделившегося пара. Кроме того, от этих двух параметров зависит и время образования зародышей парообразования. Сложность наблюдаемых явлений, а также их понимание, вызывают наибольший интерес, так как путем изучения кинетики фазовых переходов можно создать теоретическую базу для разработки новых высокоинтенсивных технологий в различных областях промышленности, в частности, технологию производства мелкопористых теплоизоляционных материалов. И поскольку средний размер пор, пористость, в основном и определяют теплопроводность и прочность материала, можно предположить, что, варьируя термическими режимами обработки сырьевого материала и рецептурным составом смеси, можно прогнозировать изменение теплофизических свойств полученной теплоизоляции.

Теоретическое описание и обоснование процессов тепломассобмена в многокомпонентных гелях позволит более детально изучить сам процесс, а также предложить оптимальные режимы получения материала с заданными теплофизическими свойствами.

Методика проведения исследований

Результаты исследований процессов вспучивания материалов, аналогичных нашим, представлены в работе [4]. Нагрев сырьевого геля сопровождается газовыделением внутри объема. При пропаривании (нагреве) материал становится пластичным, при этом выделяющийся газ увеличивает размеры образующихся пор.

Основным процессом, влияющим на вспучивание, является формирование на паровом пузырьке вязкой поверхностной пленки, в результате чего при нагреве создается избыточное давление пара внутри пузырька.

В данной работе найдены термические режимы вспучивания и рецептура сырьевой смеси, при которых возможно, с допустимым приближением, прогнозировать образование пор с определенными размерами и исключить каналобразование. Таким образом, процесс вспучивания должен осуществляться в определенном температурном диапазоне. Началом этого диапазона является температура, при которой сырьевой материал переходит в пиропластичное состояние. Конечной (рабочей) температурой является температура (550 °С), при которой оболочка становится газонепроницаемой и теряет пластичность.

Рассмотрим растущий паровой пузырек, окруженный гелеобразной средой. В начальный момент времени внутри него формируется давление p_0 ($p_0 > p_a$) при температуре T_0 (например, $T_0 = T_s(p_0)$). Рост парового объема и испарение воды будут происходить вследствие интенсивного теплоподвода извне. Движение границы раздела гель-пар обусловлено разностью давлений внутри парового объема p_n и давления на поверхности p_c . При этом вся система будет нагреваться газом с температурой T_g .

Большинство методик расчета радиального движения жидкости на границе со сферической полостью для аналитических исследований и математического моделирования используют уравнение Релея [5], которое для нашего случая имеет вид:

$$\frac{d^2R}{d\tau^2} = \frac{p(T) - p_c - 1,5\rho_2(T)\left(\frac{dR}{d\tau}\right)^2}{\rho_2(T)R} \quad (1)$$

Эту зависимость можно получить, решая уравнение движения жидкости совместно с уравнением неразрывности. Уравнение (1) выражает закон сохранения механической энергии в жидкости при релаксации системы в термодинамически равновесное состояние.

Уравнение движения границы парового пузырька представим в следующем виде:

$$\frac{dw}{d\tau} = \frac{p(T) - p_2 - 1.5\rho_2(T)\left(\frac{dR}{d\tau}\right)^2}{\rho_2(T)R} \quad (2)$$

Давление в жидкости на границе с пузырьком p уравновешивается давлением среды, которая находится внутри пузырька. Если средой будет являться парогазовая смесь, т.е. кроме водяного пара есть еще какой-либо газ, то общее давление смеси определяется законом Дальтона (в нашем случае водород):

$$p_{\Sigma} = p_n + p_h, \quad (3)$$

где p_n , p_h – парциальные давления пара и газа, соответственно.

Давление p всегда меньше p_{Σ} на величину капиллярного давления, а также касательных напряжений, которые возникают непосредственно на сферической межфазной поверхности вследствие движения прилегающих слоев жидкости:

$$p_{\Sigma} = p + \frac{2\sigma(T)}{R} + \frac{4\mu(T) \cdot w}{R}. \quad (4)$$

С учетом капиллярных сил и касательных напряжений, уравнение для скорости радиального движения границы раздела гель-пар:

$$\frac{dw}{d\tau} = \frac{p(T) - p_2 - 1.5\rho_2(T)w^2}{\rho_2(T)R}, \quad (5)$$

где
$$p = p_n - \frac{2\sigma_2(T) - 4\mu_2(T)w}{R}.$$

Для определения температуры пара внутри пузырька воспользуемся первым законом термодинамики

$$\frac{dU}{d\tau} = 4\pi R^2 q - p_n \frac{dV_n}{d\tau}, \quad (6)$$

где U – внутренняя энергия пара, а $4\pi R^2 q$ – количество теплоты, проходящее в единицу времени через поверхность пузырька, V – объем парогазовой смеси.

Тогда:

$$\frac{0,25d[(m_n \cdot c_n + m_h \cdot c_h) \cdot T_n]}{\pi R^2 d\tau} = q - p \cdot \frac{d(R)}{3d\tau}, \quad (7)$$

где c_n и c_h – удельные теплоемкости пара и газа.

После дифференцирования, с учетом $dm/d\tau = 0$, получим:

$$\frac{dT_n}{d\tau} = \frac{\pi R^2}{c_n m_n} \left[4q - c_n T_n I 4 - p_n \frac{dR}{3d\tau} \right] \quad (8)$$

Уравнение теплового баланса для межфазной границы раздела гель-пар

$$Q_2 = Q_{nn} + Q_{mac}, \quad (9)$$

где Q_2 – количество теплоты, которая поступает от геля; $Q_{nn} = \alpha_n \cdot \Delta T \cdot F$ – количество теплоты, идущее на нагрев пара; $Q_{mac} = I \cdot L \cdot F$ – количество теплоты, которую несет в себе массовый поток; ΔT – перепад температур между паром и поверхностью раздела гель-пар.

Количество теплоты, которое передается паровому пузырьку от жидкости в единицу времени, определим из балансового уравнения:

$$q = (q_2 + q_4 + q_5) - (q_1 + q_3). \quad (10)$$

Здесь q_1 – количество теплоты, уносимое в единицу времени молекулами пара при столкновении; q_2 – количество теплоты, уносимое в единицу времени молекулами пара при их перемещении с поверхности; q_3 – количество теплоты, переданное в единицу времени молекулами газа при соударении с поверхностью жидкости; q_4 – количество теплоты, уносимое в единицу времени молекулами газа при их упругом отражении от поверхности; q_5 – количество теплоты, уносимое в единицу времени молекулами пара при их испарении с поверхности.

Представленные количества теплоты равны:

$$\begin{aligned} q_1 &= 0,25 \rho_n \cdot u_n(T_n) \cdot c_n \cdot T_n; \\ q_2 &= 0,25 \alpha_2 \cdot \rho_n(T_n) \cdot c_n \cdot T_n \cdot W(T_n); \\ q_3 &= 0,25 \rho_2 \cdot u_2(T_2) \cdot c_2 \cdot T_2; \\ q_4 &= 0,25 \rho_2 \cdot u_2(T) \cdot c_2 \cdot T; \\ q_5 &= 0,25 \alpha_2 \cdot \rho_2(T) \cdot u_2(T) \cdot c_2 \cdot T_2, \end{aligned} \quad (11)$$

где α_m – коэффициент испарения, характеризующий долю сконденсированных молекул пара, а $1 - \alpha_m$ – доля молекул пара, претерпевающих упругое отражение; $W(T) = \sqrt{\frac{8BT}{\pi M_n}}$ – среднеарифметическая скорость теплового движения молекул пара при температуре T ; M_n – относительная молекулярная масса пара.

Интенсивность массопереноса при фазовом переходе можно оп-

ределить как разность между количеством жидкости, испаряющейся в единицу времени с поверхности, и количеством пара, который конденсируется на ней:

$$I = 0.25\alpha [\rho_n(T_z) \cdot W_z(T_z) - \rho_n \cdot W_n(T_n)] \quad (12)$$

С учетом (9) и (10) уравнение (8) запишется в виде:

$$q = 0.25\rho_n \cdot c_n \cdot W_n(T_n) \cdot (T_z - T_n) + I \cdot c_n \cdot T_z \quad (13)$$

Коэффициент испарения α для пароводяных сред имеет небольшое значение ($\alpha \ll 1$) и является сложно определяемым. Но произвольный выбор $\alpha \leq 1$ приводит к установлению определенного значения перепада температур $T_z - T_n$, которое может и не соответствовать реальному значению, но в совокупности с выбранным α правильно опишет скорость массопереноса, что следует из уравнения Герца-Кнудсена [6].

Неизвестную температуру T_n можно определить из соотношения:

$$\frac{2\lambda}{R}(T_z - T_n) = q + I \cdot L(T_n) \quad (14)$$

Кроме того, неизвестные величины в уравнении (14): масса пара m_n , его удельная теплоемкость c_n , давление p_n и объем V_n , тепловой поток Q вычислим из соотношений:

– масса пара

$$\frac{dm_n}{d\tau} = I \cdot S \quad ; \quad (15)$$

– объем парового слоя в определенный момент времени

$$V_n = \frac{4}{3} \pi R^3 \quad ;$$

– тепловой поток Q состоит из потока теплоты, которая поступает со стороны геля $Q = qS$.

Примем, что давление пара, давление в объеме, и температура пара не зависят от радиусов в указанных объемах. Для определения этих параметров можно использовать уравнение состояния Редлиха-Квонга в модификации Вильсона [6].

В исследуемом процессе доминирующую роль играет внешняя задача теплопроводности, поэтому будем рассматривать теплоперенос в гели, а температуру пара можно принимать равной по всему сечению парового объема.

Плотность паровой фазы в паровом объеме ρ_n также является

однородной, т.е. $\frac{d\rho_n}{dR_n} = 0$, и можно записать:

$$\frac{d\rho_n}{d\tau} = \frac{1}{V_n} \left(\frac{dm_n}{d\tau} - \rho_n \frac{dV_n}{d\tau} \right) \quad (16)$$

Подставляя найденные значения ρ_n из (17) и T_n из (9) в (16), можно определить давление пара в любой момент времени.

Результаты исследований

Таким образом, в основе математической модели заложена система дифференциальных уравнений с начальными условиями, которые соответствуют физическим процессам разработанной технологии, а также уравнения, аппроксимирующие температурные зависимости теплофизических параметров, полученные в работе экспериментально:

– изменение вязкости сырьевой смеси в зависимости от температуры

$$\eta = K_1 + Ln \left(\frac{K_2}{T^n} \right),$$

где K_1, K_2 – регрессионные коэффициенты, T – температура, n – показатель степени (определяются экспериментально);

– изменение плотности сырьевой смеси в зависимости от температуры

$$\rho = K_3 + Ln \left(\frac{K_4}{T^{n_1}} \right),$$

где K_3, K_4 – регрессионные коэффициенты, n_1 – показатель степени (определяются экспериментально);

– изменение поверхностного натяжения на границе раздела газ-гель в зависимости от температуры

$$\sigma = K_5 + Ln \left(\frac{K_6}{T^{n_2}} \right),$$

где K_5, K_6 – регрессионные коэффициенты, n_2 – показатель степени (определяются экспериментально).

Будем считать, что начальная температура геля T_{20} и давление p_{20} известны. Тогда для условий термодинамического равновесия определим начальные условия для температуры, плотности и давления пара и газа внутри пузырька. Начальный радиус в приведенных выше условиях равновесного пузырька будет зависеть также и от парциального давления газа: $p_e = 3m_e BT / 4\pi R_0^3 M$.

В общем случае R_0 определяется из условия

$$p_g + p_{нас}(T_0) = p_0 + 2\sigma/R_0$$

При анализе процесса роста паровых зародышей начальное содержание газа практически не оказывает влияния на последующее поведение растущего пузырька.

Запишем основные уравнения модели вспучивания сырьевой гелеобразной смеси.

Ускорение границы парагазового пузырька:

$$\frac{dw(T)}{d\tau} = \frac{p(T) - p_z - 1.5\rho_z(T)w^2 - \frac{2\sigma(T)}{R} - \frac{4\mu_z(T)w}{R}}{\rho_z(T)R}$$

Радиус пузырька:

$$\frac{dR}{d\tau} = w + \frac{I}{\rho_z(T)}$$

Температура парагазовой среды:

$$\frac{dT_n}{d\tau} = \frac{3}{(\rho_n \cdot c_n + \rho_g \cdot c_g)} \cdot \left(q - I \cdot c_z \cdot T_z - p_z \cdot \frac{dR}{d\tau} \right)$$

Плотность парагазовой среды:

$$\frac{d\rho}{d\tau} = \Delta_1 \left(-\frac{3\rho_g}{R} \frac{dR}{d\tau} \right) + \Delta_2 \left(-\frac{3}{R} \left(j - \rho_v \cdot \frac{dR}{d\tau} \right) \right)$$

Количество теплоты, передающееся от геля к пару

$$Q = 4\pi q_z \cdot R^2(\tau),$$

где q_z – удельный тепловой поток к пару.

Для решения уравнения теплопроводности введем параметр $\delta(\tau)$, называемый глубиной проникания, который характеризует переменную по времени толщину прилегающего к паровому объему слоя геля, где градиент температуры отличен от нуля.

Принимая на границе раздела условие $T_z(\tau) = T_n(\tau)$, получим

$$q_z = \lambda_z (T_z - T_n) \left(\frac{2}{\delta} + \frac{1}{R} \right),$$

которое позволяет определить удельный тепловой поток от геля к пару с учетом выражения

$$\delta = 2R \left[\left(1 + \frac{3H_z}{4\pi R^3 \rho_z c_z (T_z - T_n)} \right)^{0.5} - 1 \right].$$

Неизвестную функцию $H_z(\tau)$ определим, решая следующее уравнение:

$$\frac{dH_z}{d\tau} = 4\pi R^2 \lambda_z (T_z - T_n) \left(\frac{2}{\delta_0} + \frac{1}{R} \right),$$

где δ_0 – значение глубины проникания на предыдущем временном промежутке при $\Delta\tau \rightarrow 0$.

Уравнение решено методом конечных разностей откуда определены неизвестные значения $\delta(\tau)$ и q_z .

Кинетика роста парового пузырька (вспучивания) характеризуется уравнением Релея-Плессета.

Анализ полученных результатов

Результаты решения уравнений математической модели представлены на рис. 1, 2. В физической постановке было принято, что вскипание воды происходит без релаксационных временных периодов.

Теоретическое исследование динамики порообразования выполнено с учетом следующих закономерностей:

- скорость роста паровых пузырьков (пор) определяется количеством подводимой тепловой энергии и вязкостью среды;
- вязкость среды увеличивается в процессе нагрева частиц;
- внешнее давление постоянно и не превышает давления пара в пузырьках;
- давление пара в пузырьках в определенный (заданный) момент времени уравнивается касательными напряжениями, формируя, таким образом, поры с необходимыми размерами;
- касательные напряжения увеличиваются при повышении температуры частицы.

В расчетах полагалось, что частицы находятся в тепломассообменном аппарате с температурой теплоносителя $t_0 = 500$ °С. При подводе тепловой энергии происходит испарение воды и рост паровой фазы.

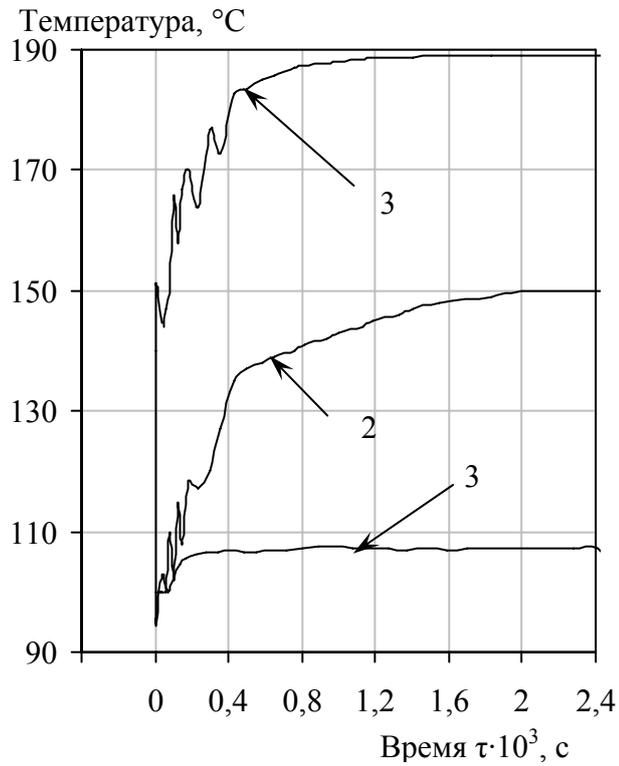


Рис. 1. Изменение температуры на поверхности при температуре теплоносителя T_0 :
1 – 500 °C ; 2 – 300 °C; 3 – 150 °C

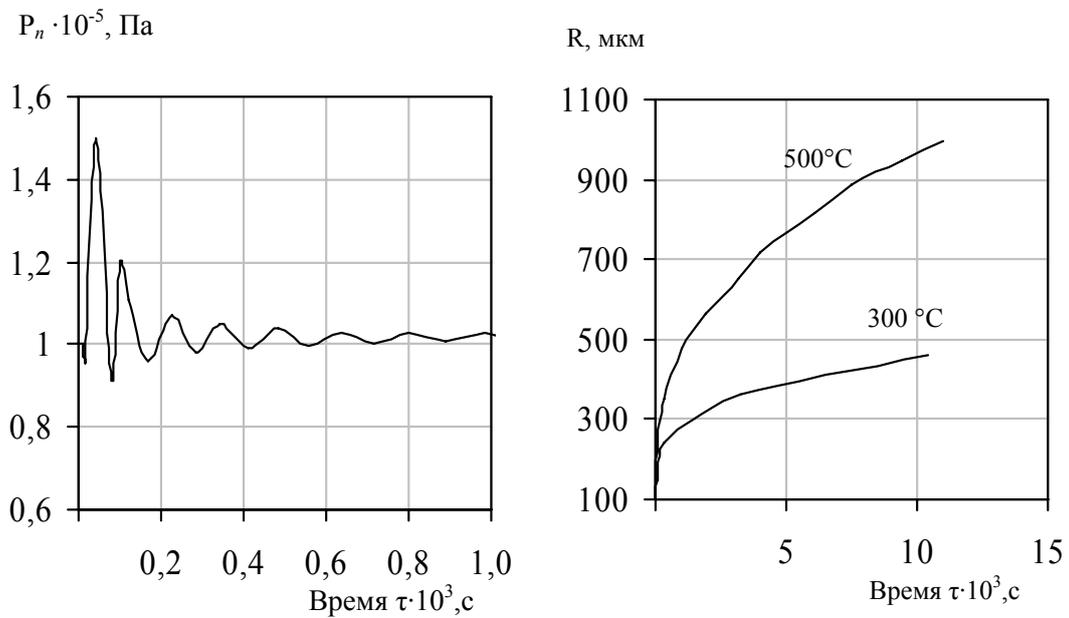


Рис. 2. Давление пара в поре и динамика роста поры

Выводы

Из приведенных расчетных графиков следует, что температура пара T_n имеет осцилляционный характер в начале процесса роста паровой области, что объясняется двумя причинами. Во-первых, укрупнением (слиянием) паровых пузырьков, которое сопровождается изменением его термодинамических характеристик. Во-вторых, температура T_n постоянно увеличивается, начиная с момента практически уравновешенного давления пара в связи с тем, что тепловой поток, поступающий от геля, будет превышать на всем протяжении времени эффект расширения парового объема, а также обратный поток теплоты от пара и теплоту массового потока и совместного влияния δ и R . Осцилляция температуры при менее интенсивном теплоподводе (графики 2 и 3 на рис. 1) отсутствует. Очевидно, что это связано с динамическими, силовыми эффектами, возникающими при высокоскоростном росте и слиянии паровых пузырьков. С технологической точки зрения эти режимы равнозначны. Характерной особенностью этих процессов является то, что термообработка с экстенсивным тепловым воздействием позволяет добиться равномерной структуры пористого материала и большей его прочности.

Таким образом, зависимости, отражающие характер изменения размеров поры, дают возможность оценить продолжительность вспучивания сырьевой заготовки и, следовательно, – прогнозировать теплопроводность материала.

Список литературы

1. Кошлак А.В., Павленко А.М. Сировинна суміш для пористого матеріалу / Патент України № 25862. – Бюл. № 13, 2007.
2. Кошлак А.В., Павленко А.М. Спосіб одержання пористого теплоізоляційного матеріалу / Патент України № 25527. – Бюл. № 12, 2007.
3. Кошлак Г.В., Павленко А.М. Сировинна суміш для пористого матеріалу / Патент України № 27656. – Бюл. № 18, 2007.
4. Перегретые жидкости и фазовые переходы / Под ред. Синицына Е.Н. – Свердловск, 1979. – 93 с.
5. Долинский А.А., Иваницкий Г.К. Теоретическое обоснование принципа ДИВЭ. 1. Модель динамики одиночного парового пузырька // Пром. теплотехника. – 1995. – Т. 17. – № 5. – С. 3 – 29.
6. Долинский А.А., Иваницкий Г.К. Применение интегрального метода для расчета температурного поля в окрестности осциллирующего парового пузырька // Пром. теплотехника. – 2001. – Т. 23. – № 6. – С. 5 – 9.

Рукопись поступила 03.03.2008 г.