

РОЗДІЛ «ТЕПЛОЕНЕРГЕТИКА. ТЕПЛОТЕХНІКА»

УДК 532.542.86.(088.8)

ГОЦУЛЕНКО В.В.*, к.т.н., ст. преподаватель
ГОЦУЛЕНКО В.Н., к.т.н., доцент

Днепродзержинский государственный технический университет
*Институт предпринимательства “Стратегия”, г. Желтые Воды

ОПТИМИЗАЦИЯ СТУПЕНЧАТОГО ТЕПЛОПОВОДА ПРИ ЕСТЕСТВЕННОМ ДВИЖЕНИИ СРЕДЫ В КОЛЕБАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ С ЯВЛЕНИЕМ ХИГГИНСА

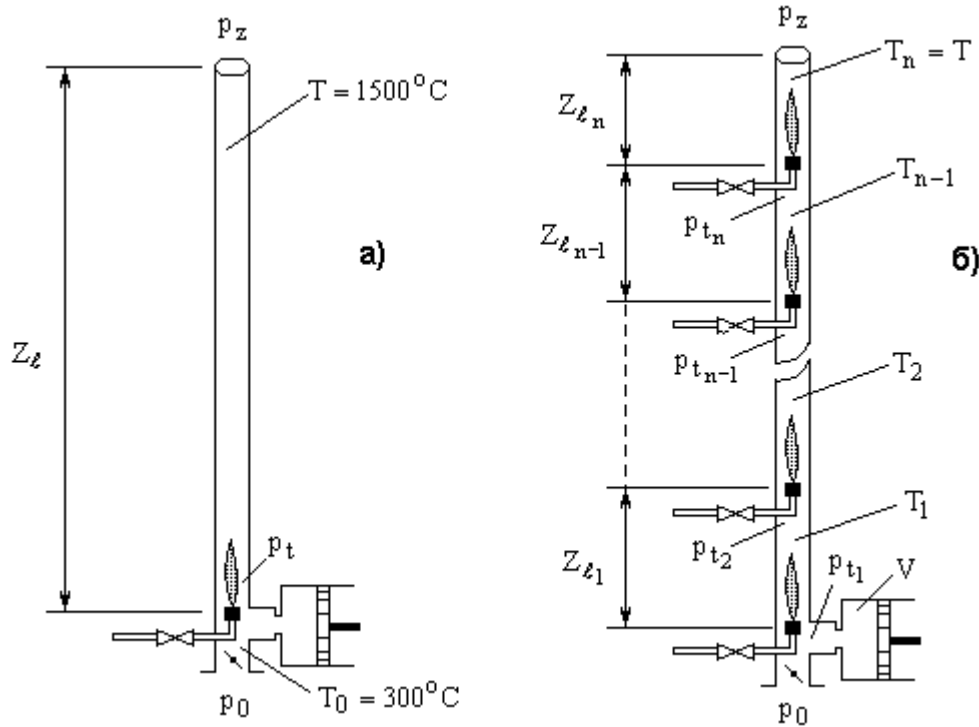
Введение. Известно, что автоколебания вибрационного горения поддерживаются механизмом запаздывания τ сгорания топлива [1]. Образование восходящей (неустойчивой) ветви характеристики камеры горения [2] или трубы Рийке [3] составляет второй механизм вибрационного горения [4, 5], который является также механизмом термоакустических автоколебаний. Колебания вибрационного горения, поддерживаемые этими механизмами, имеют диаметрально противоположные свойства. При снижении волнового сопротивления Z колебательного контура автоколебания, поддерживаемые механизмом запаздывания, уменьшаются по амплитуде и исчезают. При этом авто колебания, обусловленные наличием восходящей ветви на напорной характеристике тепло подвода, стремятся к релаксационной форме, неизменной от дальнейшего уменьшения величины Z [6]. Распределением теплоподвода по длине в вертикальной камере горения можно уменьшить интенсивность теплового сопротивления $h_T(G)$ и соответственно интенсивность напорной характеристики $F(G)$ камеры горения, что позволяет существенно уменьшить амплитуду релаксационных автоколебаний.

Постановка задачи. Тепловое сопротивление $h_T = \frac{\rho_0 w_0^2}{2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right]$ является

[1] при постоянной температуре $T = const$ для изобарного теплоподвода функцией массового расхода G и порождает восходящую ветвь на напорной характеристике теплоподвода $F(G)$. Как выше отмечалось, снижение интенсивности dh_T/dG можно осуществить путем ступенчатого сгорания топлива. Это в свою очередь должно снизить амплитуду автоколебаний, причиной которых является восходящая ветвь на характеристике $F(G)$. Предположим сгорание подаваемого газообразного топлива мгновенным, т.е. запаздывание сгорания $\tau = 0$, что исключает влияние механизма Л.Крокко на возбуждаемые колебания. При сгорании топлива под разрежением в потоке, как ранее было установлено [4], амплитуда релаксационных автоколебаний от запаздывания τ не зависит, также в этом случае не возбуждаются автоколебания с ростом τ при монотонно падающей напорной характеристике теплоподвода, что является одним из путей исключения влияния на устойчивость горения механизма Л.Крокко.

Результаты работы. Рассмотрим две вертикальные трубы, в которых сжигается подводимый газ с конечной температурой продуктов сгорания $T = 1500$ °С и начальной температурой $T_0 = 300$ °С. В одной трубе (рис.1, а) сгорание происходит в нижней ее части при одноразовой подаче сгораемого газа. Во второй трубе (рис.1, б) ступенчатая подача газа: вначале достигается температура T_1 , затем осуществляется вторая подача газа, температура становится равной T_2 , и т. д. до температуры $T_n = T$ после n -

ой ступени подвода газа. Выбирая различные значения для температур $T_1 \leq T_2 \leq \dots \leq T_{n-1}$, в камере горения (рис.1, б) образуется различное тепловое сопротивление $h_T(G) = h_T(G, T_1, T_2, \dots, T_{n-1})$. Далее рассматривается задача о таком выборе значений для температур T_i ($i = \overline{1; n-1}$), при которых механизм вибрационного горения, обусловленный тепловым сопротивлением, имеет наименьшее влияние, т.е. когда его интенсивность $|\partial h_T / \partial G|$ минимальная.



а) одноразовая подача топлива;
б) многоступенчатая подача топлива

Рисунок 1 – Колебательный контур Хиггинса

Будем считать, что гидравлические потери из-за вязкостного трения отсутствуют и единственной причиной возбуждения автоколебаний при подводе теплоты является тепловое сопротивление h_T . Определим уравнения автоколебаний давления $P(t)$ и расхода $G(t)$ в рассмотренных (рис.1) схемах сгорания топлива.

Уравнение движения среды в трубе (рис.1, а) имеет вид:

$$L_a \frac{dG}{dt} = p_t - p_z - \rho_t g Z_\ell - h_T(G),$$

где G – массовый расход среды; p_t – давление в области сгорания; p_z – давление на выходе из трубы; $h_T(G) = \frac{G^2}{2\rho_0 S^2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right]$ – тепловое сопротивление. Поскольку давление на входе в трубу $p_0 = p_z + \rho_0 g Z_\ell$, $\rho_t g S Z_\ell$ – вес нагретой среды, то рассматриваемое уравнение можно представить в следующей форме:

$$L_a \frac{dG}{dt} = F(G) - P, \quad (1)$$

где $F(G) = A(G) - h_T(G)$ – напорная характеристика теплоподвода при одноразовой подаче газа; $A(G) = (\rho_0 - \rho_t)gZ_\ell$ – давление подъемной силы; $P = p_0 - p_t$, $L_a = Z_\ell/S$; S – площадь поперечного сечения трубы.

Уравнение изменения массы в емкости аккумулятора массы запишем в виде [2]:

$$C_a \frac{dP}{dt} = G - G_{ex}(t - \tau), \quad (2)$$

где $C_a = V/c^2$; τ – время запаздывания сгорания топлива; $c = \sqrt{kRT}$ – скорость звука в среде с емкостью V . Входящий массовый расход G_{ex} определяется из уравнения:

$$P = k_{op} G_{ex}^2. \quad (3)$$

При ступенчатом подводе теплоты сгорания к потоку естественного движения уравнения движения на участках трубы следующие:

$$\begin{cases} L_{a_i} \frac{dG}{dt} = p_{t_i} - \rho_{t_i} g Z_{\ell_i} - h_{T_i} - p_{t_{i+1}}, (i = \overline{1; n-1}) \\ L_{a_n} \frac{dG}{dt} = p_{t_n} - \rho_{t_n} g Z_{\ell_n} - h_{T_n} - p_z, \end{cases} \quad (4)$$

где p_{t_i} – давления в зонах подвода теплоты; ρ_{t_i} – плотности среды при температурах T_i ; h_{T_i} – потери давления на i -м участке теплоподвода. Суммируя уравнения (4) и (5),

учитывая, что $p_0 = p_z + \rho_0 g \sum_{i=1}^n Z_{\ell_i}$, $\sum_{i=1}^n Z_{\ell_i} = Z_\ell$, получим уравнение движения в тру-

бе в целом:

$$\left[\sum_{i=1}^n L_{a_i} \right] \frac{dG}{dt} = F_\Sigma(G) - P, \quad (5)$$

где $F_\Sigma(G) = A_\Sigma(G) - h_T^\Sigma(G)$ – напорная характеристика теплоподвода при n -разовой подаче газа; $P = p_0 - p_{t_1}$; $A_i(G) = g Z_{\ell_i} (\rho_0 - \rho_{t_i})$; $A_\Sigma(G) = \sum_{i=1}^n A_i(G)$ – давление под-

ъемной силы; $h_{T_i}(G) = \frac{G^2}{2\rho_{i-1}S^2} \left[1 - \left(\frac{T_i}{T_{i-1}} \right)^2 \right]$; $h_T^\Sigma(G) = \sum_{i=1}^n h_{T_i}(G)$ – тепловое сопротивление

камеры горения при n -разовой подаче газа, $T_n = T$; $\frac{\rho_{i-1}}{\rho_i} = \frac{T_i}{T_{i-1}}$ ($i = \overline{1; n}$) – соотношение между параметрами состояния при изобарном теплоподводе.

Уравнение аккумулятора массы на входе в трубу:

$$C_a \frac{dP}{dt} = G - G_{ex}(t - \tau). \quad (6)$$

Уравнение дросселя на входе в трубу:

$$P(t-\tau) = k_{dp} G_{ex}^2 (t-\tau). \quad (7)$$

Таким образом, система уравнений (1) – (3) определяет нестационарные движения в модели с одноразовой подачей газа (рис.1, а), а уравнения (5) – (7) соответствуют модели с многократной подачей газа (рис.1, б).

Интенсивность теплового сопротивления при многоступенчатой подаче газа определяется зависимостью

$$\left| \frac{\partial h_T^\Sigma(G)}{\partial G} \right| = S^{-1} \chi(T_1, T_2, \dots, T_{n-1}) G, \quad \chi(T_1, T_2, \dots, T_{n-1}) = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\rho_{i-1}} \left[\left(\frac{T_i}{T_{i-1}} \right)^2 - 1 \right], \quad (8)$$

и, следовательно, задача минимизации $\min_{\{T_i\}_{i=1}^{n-1}} \left| \frac{\partial h_T^\Sigma(G)}{\partial G} \right|$ эквивалентна следующей экстремальной задаче:

$$\chi(T_1, T_2, \dots, T_{n-1}) = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\rho_{i-1}} \left[\left(\frac{T_i}{T_{i-1}} \right)^2 - 1 \right] \rightarrow \min \quad (9)$$

при ограничениях

$$T_0 \leq T_1 \leq \dots \leq T_{n-1} \leq T_n = T, \quad \frac{\rho_i}{\rho_{i-1}} = \frac{T_{i-1}}{T_i} \quad (i = \overline{1; n}). \quad (10)$$

Множество, определяемое условиями (10), представляет собой замкнутый ограниченный симплекс в пространстве R^{n-1} , и поэтому согласно теореме Вейерштрасса [7] целевая функция (9) имеет минимум, т.е. задача (9)-(10) имеет решение. Рассмотрим более детально случай $n = 2$, т.е. двухступенчатый подвод газа в вертикальной трубе. В этом случае задача (9)-(10) приводится к виду

$$\chi(T_1) = \left[\left(\frac{T_1}{T_0} \right)^2 - 1 \right] + \frac{T_1}{T_0} \left[\left(\frac{T}{T_1} \right)^2 - 1 \right] \rightarrow \min, \quad T_0 \leq T_1 \leq T. \quad (11)$$

Для определения критических точек задачи (11) имеем

$$\partial \chi(T_1) / \partial T_1 = 0 \Leftrightarrow \frac{T_1}{T_0} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{T}{T_1} \right)^2 + 1 \right]. \quad (12)$$

Полагая $T = \sqrt{r} T_0$, $T_0/T_1 = x$, из (12) получаем нелинейное алгебраическое уравнение относительно неизвестной x :

$$\frac{2}{rx^2 + 1} = x \Leftrightarrow \exists y: \begin{cases} \frac{2}{rx^2 + 1} = y, \\ x = y \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} x = \sqrt{\frac{1}{r} \left(\frac{2}{y} - 1 \right)}, \\ x = y \end{cases} \Leftrightarrow y = \sqrt{\frac{1}{r} \left(\frac{2}{y} - 1 \right)} \Leftrightarrow y = \theta(y), \quad \theta(y) = \sqrt{\frac{1}{r} \left(\frac{2}{y} - 1 \right)}. \quad (13)$$

Для решения уравнения (13) воспользуемся методом простых итераций:

$$y_{m+1} = \theta(y_m) \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad y^* = \lim_{m \rightarrow \infty} y_m. \quad (14)$$

Из (14) получаем $x^* = \sqrt{\frac{1}{r} \left(\frac{2}{y^*} - 1 \right)} \equiv y^* \Rightarrow T_1^{onm} = \frac{1}{x^*} T_0$ – оптимальное значение для температуры после второй зоны теплоподвода, выдерживая которое, тепловое сопротивление $h_T^\Sigma(G)$ будет иметь наименьшую интенсивность $\left| \frac{\partial h_T^\Sigma(G)}{\partial G} \right|$, что приведет в свою очередь к минимизации интенсивности $dF_\Sigma(G)/dG$ неустойчивой восходящей ветви характеристики $F_\Sigma(G)$.

На рис.2 геометрически иллюстрирован итерационный процесс вычисления корня y^* с помощью лестницы Ламерея.

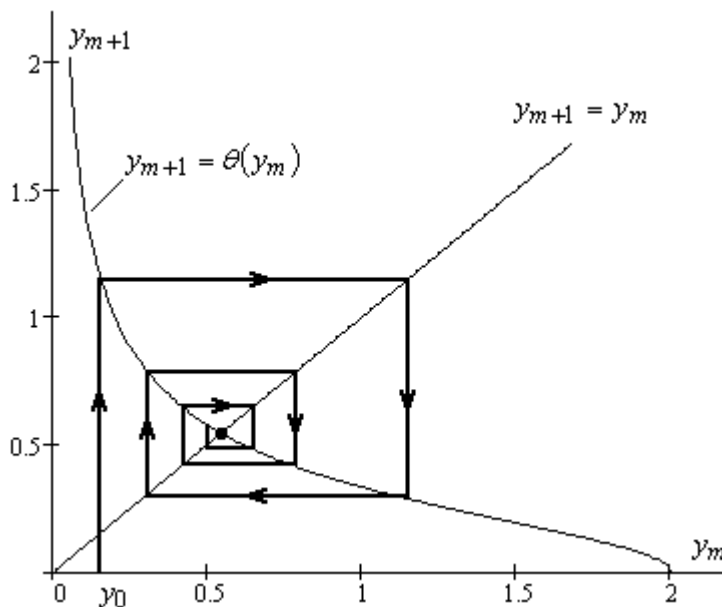


Рисунок 2 – Лестница Ламерея итерационного процесса (14)

В рассматриваемом случае, когда $T_0 = 300 \text{ } ^\circ\text{C}$ и $T = 1500 \text{ } ^\circ\text{C}$, из (14) получается $y^* = x^* = 0.545 \Rightarrow T_1^{onm} = 918 \text{ } ^\circ\text{C}$.

Выводы. Определена схема оптимального распределения тепловой нагрузки по длине вертикальной камеры горения, при которой интенсивность теплового сопротивления является наименьшей. Это приводит к минимизации интенсивности неустойчивой (восходящей) ветви напорной характеристики теплоподвода, что в свою очередь [4, 5] позволяет устранить автоколебания вибрационного горения в рассматриваемой модели (рис.1, б).

При устранении автоколебаний, обусловленных механизмом Л.Крокко запаздывания сгорания топлива, путем повышения волнового сопротивления Z колебательно-контрастного контура автоколебания, порождаемые механизмом отрицательного теплового сопротивления, преобразуются к релаксационной форме, не зависящей от Z , амплитуду ко-

торых можно уменьшить, минимизируя интенсивность $\left| \partial h_T^\Sigma(G) / \partial G \right|$ теплового сопротивления $h_T^\Sigma(G)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крокко Л. О роли времени запаздывания в возбуждении продольных высокочастотных колебаний в камере сгорания ЖРД / Л.Крокко, Д.Грей, Д.Гарри // Вопросы ракетной техники. – 1959. – № 5. – С.24-29.
2. Гоцуленко В.В. Особенности внутрикамерной неустойчивости горения в жидкостных реактивных двигателях / В.В.Гоцуленко // Инженерно-физический журнал. – 2008. – Т. 81, № 5. – С.897-902.
3. Гоцуленко В.В. Математическое моделирование особенностей феномена Рийке / В.В.Гоцуленко // Математическое моделирование, РАН. – 2004. – Т.16, № 9. – С.23-28.
4. Гоцуленко В.В. Тепловое сопротивление как механизм возбуждения автоколебаний / В.В.Гоцуленко, В.Н.Гоцуленко // Сборник научн. трудов Днепродзержинского гос. техн. ун-та. – Днепродзержинск, 2009. – Вып. 1(11). – С.95-100.
5. Басок Б.И. Проблема термоакустических колебаний и вибрационного горения / Б.И.Басок, В.В.Гоцуленко // Техническая теплофизика и промышленная теплоэнергетика: сборник научных трудов. – Д. – 2009. – Выпуск 1. – С.5-15.
6. Гоцуленко В.В. К проблеме управления релаксационными колебаниями “поющего” пламени / В.В.Гоцуленко // Инженерно-физический журнал. – 2007. – Т. 80, № 3. – С.129-135.
7. Алексеев В.М. Оптимальное управление / Алексеев В.М., Тихомиров В.М., Фомин С.В. – М.: Наука, 1979. – 432с.

УДК 541.182

ПАВЛЕНКО А.М., д.т.н., профессор
КОШЛАК А.В., к.т.н., доцент
ЧЕЙЛИТКО А.А.*, аспирант

Днепродзержинский государственный технический университет
*Запорожская государственная инженерная академия

ОСОБЕННОСТИ ГИДРОДИНАМИКИ ДИСПЕРСНОГО ПОТОКА В ВИХРЕВЫХ КАМЕРАХ

Введение. Установлено [1], что эффективное отделение дисперсной фазы в потоках эмульсий возможно при факторе разделения вихревых аппаратов $\Phi \geq 7200$, что исключает возможность использования для этой цели промышленных центрифуг, поскольку они обеспечивают показатель $\Phi \leq 5000$. На лабораторном оборудовании (рис.1) доказано, что фактор разделения в вихревых устройствах может быть более низким в случае термической инициации процесса разделения. Эта закономерность дает возможность реализовать процесс деэмульгирования в промышленных центрифугах и создавать эффективные вихревые аппараты для разрушения устойчивых дисперсных сред. Перспективность данного направления очевидна, так как в вихревых камерах можно получить высокий фактор разделения при небольших энергозатратах.

На лабораторном вихревом аппарате отбирались пробы на различных радиусах вихря (при $T \in [20, 90]$, °С; $\Phi \in [500, 7000]$), по которым можно было судить об объемном содержании компонентов в жидкости. Эти данные использованы для анализа аналитического решения, приведенного ниже.

Уравнения записаны для общего случая разделения эмульсий и могут быть конкретизированы для стабилизированных сред. При этом структурные силы F^* включены в уравнения движения условного кластера эмульсии. Для смеси жидкостей и суспензии $F^*=0$.

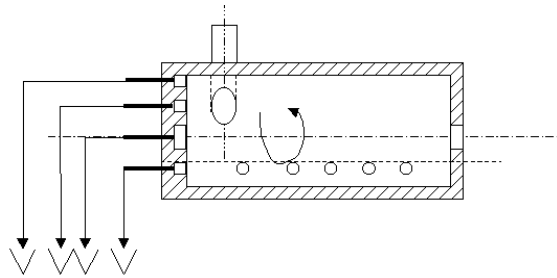


Рисунок 1 – Схема лабораторного вихревого аппарата

Уравнение равновесия сил запишем в следующем виде:

$$\rho_m \frac{dV_m}{d\tau} = \rho_m F_c (V - V_m) - \text{grad}P + \rho_m g,$$

где V_m – скорость движения дисперсной фазы;

V – скорость движения среды;

ρ_m – плотность дисперсной фазы;

F_c – сила сопротивления:

$$F_c = F_{a.c} + F_s = \frac{3}{8} C^* \frac{\rho}{\rho_m a} |\vec{V} - \vec{V}_m| + F_s,$$

где $F_{a.c}$ – аэродинамическая сила сопротивления;

F_s – структурная сила устойчивости, характеризующая свободную энергию системы, а, следовательно, и устойчивость эмульсии к расслоению.

Теоретически движение масляной глобулы в центробежном поле можно представить системой уравнений:

$$\frac{dV_m}{d\tau} = F_c (V - V_m) - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{W^2}{r};$$

$$\frac{dW_m}{d\tau} = F_c (W - W_m) - \frac{U_m W_m}{r};$$

$$\frac{dU_m}{d\tau} = F_c (U - U_m) - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial P}{\partial h} + g,$$

здесь V_m, W_m, U_m – радиальная, окружная и осевая составляющие скорости движения масляной глобулы; V, W, U – то же для потока; $\frac{W^2}{r}$ – центробежное ускорение;

$\frac{V_m W_m}{r}$ – кориолисово ускорение; h – высота вихревой камеры.

Используем систему безразмерных составляющих:

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\tau} = \tau \frac{|V_k|}{R_k}; \\ \bar{\rho}_m = \frac{\rho_m}{\rho}; \\ F_r = \frac{g R_e}{V_k^2}; \\ \bar{P} = \frac{P}{\rho V_k^2}; \\ \chi = g \frac{\mu}{a^2} \frac{1}{\rho_m} \frac{R_k}{|V_k|}. \end{array} \right.$$

В этом случае уравнения примут вид

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\bar{V}_m}{d\bar{\tau}} = \frac{\bar{W}_m^2}{\bar{r}} + \chi(\bar{V} - \bar{V}_m) - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial P}{\partial r}; \\ \frac{d\bar{W}_m}{d\bar{\tau}} = \frac{\bar{U}_m \bar{W}_m}{\bar{r}} + \chi(\bar{W} - \bar{W}_m); \\ \frac{d\bar{U}_m}{d\bar{\tau}} = \chi(\bar{U} - \bar{U}_m) - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial P}{\partial h} + Fr; \\ \frac{d\bar{r}}{d\bar{\tau}} = \bar{V}_m; \\ \bar{W}_m = \frac{\bar{r} d\varphi}{d\bar{\tau}}; \\ \bar{U}_m = \frac{dh}{d\bar{\tau}}. \end{array} \right.$$

Начальные условия для решения задачи:

$$\{\bar{\tau} = 0; \quad r = 1, \quad = 0; \quad h = 0; \quad \bar{V}_m = 1\}; \quad \bar{W}_m = 1; \quad \bar{U}_m = 0.$$

Таким образом, сформулирована математическая постановка задачи отделения дисперсной фазы ЭТС в центробежном поле вихревой камеры. В результате ее решения необходимо определить основные параметры потока, характеризующие процесс разделения эмульсионных сред.

Постановка задачи. Найдем решение для случая Стоксовского движения частицы.

Представим уравнение равновесия сил в виде:

$$\frac{d\bar{U}_m}{d\bar{\tau}} + \chi \bar{U}_m(\bar{\tau}) = \chi \bar{U} - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \bar{P}}{\partial h} + Fr = C_o.$$

Учитывая начальные условия,

$$\bar{U}(\tau) = \frac{C_o}{\chi} (1 - e^{-\chi\tau});$$

в функцию C_o включена зависимость $\frac{\partial P}{\partial h}$, значение которой можно определить из соотношений

$$\left\{ \begin{array}{l} V \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{W^2}{r} = -\frac{1}{\rho_c} \frac{\partial P}{\partial r}; \\ V \frac{d(rw)}{rdr} = v_r \frac{d}{dr} \frac{d(rw)}{rdr}; \\ U \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_c} \frac{\partial P}{\partial x}; \\ \frac{\partial(rV)}{\partial r} + \frac{\partial(rU)}{\partial x} = 0. \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{При: } r = r_c \quad V = -\frac{G}{\rho_c \Phi(r_c)}, w = w_c, \\ r \rightarrow 0, \quad rW \rightarrow 0, \\ x = 0, \quad U = 0; \quad x = l_c, \quad U = U_c, \quad P = P_{\text{вих.}} \end{array} \right.$$

При $\frac{\partial P}{\partial h} = 0$ имеем $C_o = \chi \bar{U} + Fr$.

Если данное условие не выполняется, то необходимо учесть, что

$$\begin{cases} V \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{W^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}, \\ V = -|V_k| \frac{R}{r}, \\ W = W_k \left(\frac{R_k}{r} \right)^{k-1}; \end{cases}$$

$$\frac{dP}{dr} = -\rho W_k^2 \left[\left(\frac{R_k}{B_k} \right)^2 \frac{1}{r^3} - \frac{R_k^{2(k-1)}}{r^{2(k-1)}} \right].$$

Скорость потока считаем заданной

$$\bar{U} = \frac{Q(1-\varphi)}{\pi R^2 \varepsilon},$$

где Q – расход ЭТС; φ – концентрация дисперсной фазы.

Представим исходное уравнение в виде

$$\begin{cases} \frac{d\bar{V}_m}{d\bar{\tau}} + \chi \bar{V}_m = f(h); \\ f(h) = \frac{\bar{W}_m^2}{r} + \chi \bar{V} - \frac{1}{\bar{\rho}_m} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{\tau}}. \end{cases}$$

После преобразований окончательно получим

$$\bar{V}_m = e^{-\chi \bar{\tau}} \left\{ \int f(h) e^{\chi \bar{\tau}} d\bar{\tau} + C_2 \right\},$$

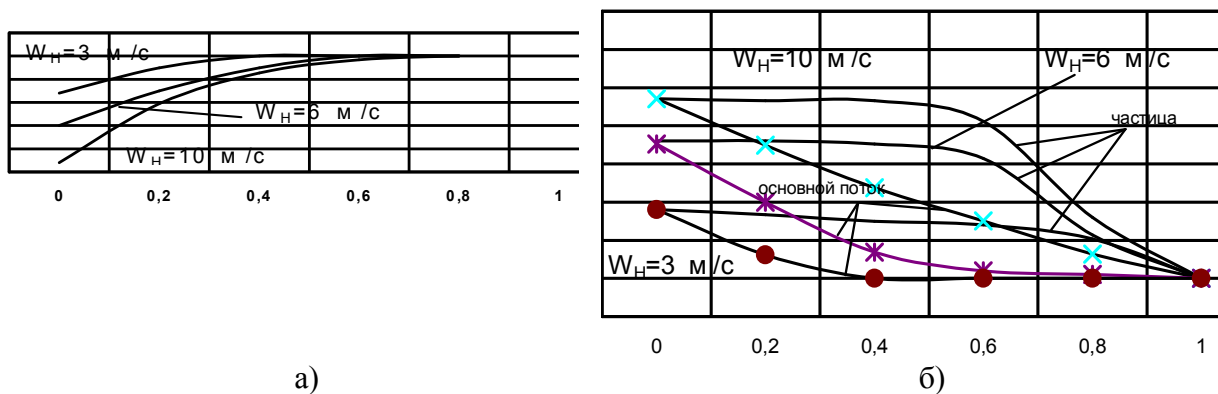
где C_2 определим из начальных условий.

Учитывая, что $\frac{d\bar{W}_m}{d\bar{\tau}} + \left(\chi - \frac{U_m}{r} \right) \bar{W}_m = \chi \bar{W} = C_1$, окончательно запишем

$$\begin{aligned} \bar{W}_m = \exp \left(\left(\frac{C_o}{\chi r} - \chi \right) \bar{\tau} + \frac{C_o}{\chi^2 r} e^{-\chi \bar{\tau}} \right) & \left\{ C_1 \left[\frac{1}{\chi} e^{\chi \bar{\tau}} - \frac{\chi r}{C_o} e^{\frac{-C_o}{\chi r} \bar{\tau}} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \int \exp \left(-\frac{C_o}{\chi^2 r} e^{-\chi \bar{\tau}} \right) d\bar{\tau} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \alpha e^{-\frac{C_o}{\chi^2 r}} - C_1 \left(\frac{1}{\chi} - \frac{\chi r}{C_o} \right) \right] \right\}. \end{aligned}$$

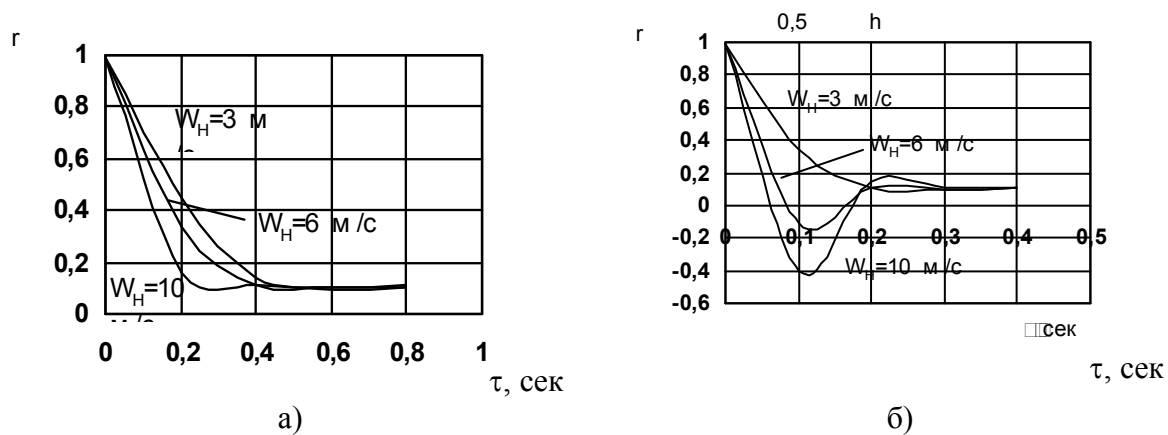
Результаты работы. После определения составляющих скорости движения масляной глобулы можно получить оценку изменения координат частицы относительно потока, а также времени ее пребывания в аппарате. Эта информация дает возможность рассчитать основные конструктивные параметры устройства.

На рис.2-4 представлены графики зависимости составляющих скорости глобулы от радиуса аппарата. Из графиков следует, что увеличение относительной скорости частиц зависит как от плотности и размеров компонентов, так и от структурных сил эмульсии. Таким образом, расчетные гидродинамические параметры могут указывать на эффективность деэмульгирования, а, следовательно, на целесообразность использования данного метода для разделения устойчивых эмульсий. Ниже приведены результаты экспериментальных исследований комплексного влияния параметров вихревого деэмульгатора на степень отделения дисперсной фазы. Эта информация позволит определить условия применения данного метода.



а – давления от радиуса при различных скоростях ввода;
 б – радиальной составляющей скоростей потока и частицы от радиуса

Рисунок 2 – Гидродинамические зависимости



а – по радиусу при различных скоростях ввода;
 б – по радиусу и длине вихревой камеры

Рисунок 3 – Координаты частицы

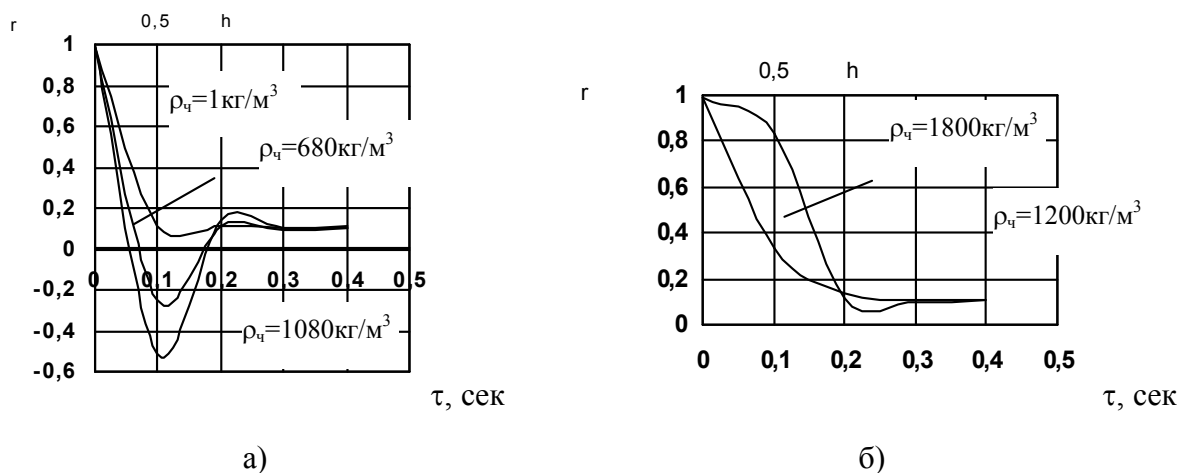


Рисунок 4 – Координаты частицы по радиусу и длине вихревой камеры при различных скоростях ввода

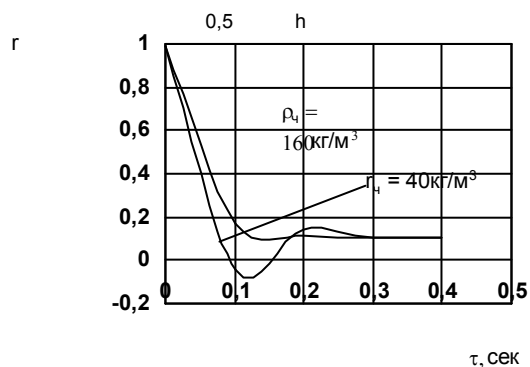


Рисунок 5 – Расчетные параметры нелинейной модели

Выводы. В случае движения глобул при числе $Re > 1$ необходимо учитывать степенную зависимость коэффициента сопротивления от критерия Рейнольдса, а, следовательно, и скорости движения частиц дисперсной фазы. Таким образом, получим нелинейную задачу, которая решена численно. Результаты расчета представлены на графиках (рис.5). При существенном различии в плотностях частицы и потока относительная скорость будет увеличиваться. Принимая во внимание расчетные данные, можно сделать вывод о том, что в вихревой камере отделятся частицы с соотношением плотностей $0,6 \leq \frac{\rho_{ч}}{\rho_{ж}} \leq 1,4$. Эта дисперсная фаза, которая выносится с общим потоком среды, формирует трудноразделимый взвешенный слой. Термическое воздействие на эмульсию повышает эффективность разделения. Очевидно, что количественную связь энергетических и конструктивных параметров вихревого деэмульгатора можно найти только экспериментально.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смазочно-охлаждающие технологические средства для обработки металлов резанием / [под ред. С.Г.Энтелеса, Э.М.Берлинера]. – М.: Машиностроение, 1986. – 352с.
2. Павленко А.М. Стійкість емульсій при технологічних впливах / Павленко А.М. – Дніпропетровськ: Наука і освіта, 2001. – 140с.

УДК 541.182

КОШЛАК А.В., к.т.н., доцент

Днепродзержинский государственный технический университет

ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ПОРИСТОЙ СТРУКТУРЫ

Введение. Метод термического вспучивания материалов путем выпаривания легкокипящего компонента (воды) – один из наиболее перспективных методов производства пористых теплоизоляционных сред с точки зрения качества пористой структуры, степени выделения дисперсной фазы, производительности и универсальности оборудования применительно к различным типам жидкостных сырьевых смесей [1, 2].

Вихревой пленочный пенообразователь [3] позволяет испарить воду, находящуюся в эмульгированной смеси с остатком $\delta = 3,2\%$, масса которого существенно превышает массу гидратной пленки на частицах дисперсной фазы.

По оценке [2] величина δ составляет $\approx 0,1\%$ от массы частицы эмульгированной жидкости.

Приведенное в [3] значение δ , очевидно, является лучшим для роторных испарителей. В реальных процессах теплопередача через греющую поверхность ухудшается из-за образования слоя загрязнений, поэтому величина δ будет расти.

В работе [2] предложено устройство для испарения легкокипящего компонента эмульсии – воды в вихревом слое из предварительно нагретой эмульсии. Нагрев сырьевой жидкости до температуры 230°C и выше сопровождается испарением воды в вихревой камере. Из аппарата выходит устойчивая пена. В газовом вихре устанавливается давление насыщения водяного пара P_8 , что свидетельствует об испарении воды в вихревой камере. Величина δ зависит от температуры нагрева и при рабочих температурах испарителя не превышает 1% [2], т.е. практически остается только вода, связанная в гидратной пленке.

Существенным преимуществом данной схемы пенообразования является организация массового потока с обновляющейся поверхностью эмульсии.

Постановка задачи. Тенденция снижения δ может послужить основой для разработки центробежных устройств, работающих при более высоких температурах. При этом необходимо учитывать следующую особенность. В случае нагрева эмульсии до температуры кипения δ снижается. С дальнейшим повышением температуры характер этой зависимости сохраняется, но при этом в неиспарившейся части размеры глобул дисперсной фазы существенно уменьшаются. Поэтому необходим перегрев эмульсии, достаточный для полного испарения воды. Оценить уровень перегрева можно по следующему балансовому соотношению:

$$G_d(h_{pd} - h_{sd}) + G_b(h_{pb} - h_s) = LM, \quad (1)$$

где G_d , G_b – соответственно массовые расходы дисперсной фазы и воды;

h_{pd} , h_{pb} , h_{sd} , h_s – энтальпии дисперсной фазы и воды при температурах перегрева и насыщения;

M – масса пара;

L – теплота парообразования.

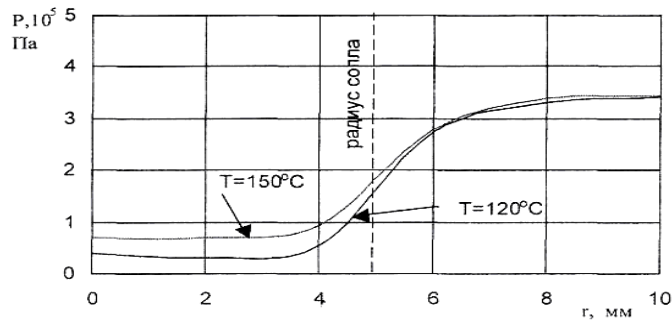
Из (1) легко найти необходимую рабочую температуру как функцию $T = f(h)$, при которой будет выполняться данное равенство. По нашим данным $T = 160-200^\circ\text{C}$ для 50% эмульсионной смеси [4] и остаточное содержание воды в концентрате не превышает $3-5\%$.

Представляется правдоподобной схема течения в вихревой камере, показанная на рис.1. Внутри закрученного потока эмульсии образуется полость с поверхностью S_H , на которой происходит испарение воды. На основе данной расчетной схемы предлагается разработать методику проектирования вихревого пенообразователя для создания устойчивой пористой структуры.

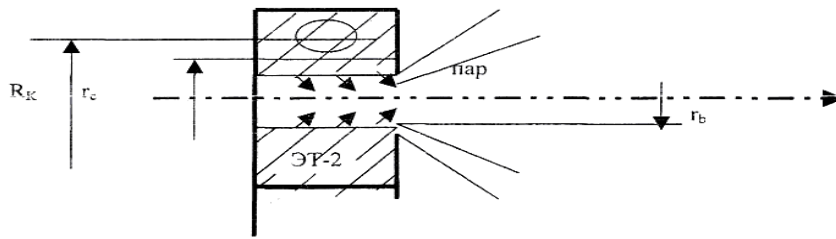
Результаты работы. При течении нагретой эмульсии в вихревом потоке к его центру давление жидкости снижается. В случае достижения давления на линии насыщения термолабильная часть среды вскипает.

В настоящее время нет ни одной общей модели как для расчета скорости генерации пара при неравновесных условиях, так и для оценки любого из трех основных факторов, определяющих динамику парообразования: точки начала вскипания, площади раздела фаз, на которой может происходить генерация пара, и плотности потока массы через эту поверхность.

а)



б)



- а) распределение давления в вихревой камере;
 б) схема процесса течения вскипающей эмульсии

Рисунок 1 – Схема течения в вихревой камере

Принято, что точка начала вскипания при быстром снижении давления может зависеть, по крайней мере, от трех факторов: начальной температуры жидкости, скорости снижения давления потока и степени турбулентности. К этой общепринятой оценке следует добавить, что точка начала вскипания сильно зависит от наличия центров парообразования. Тем более это относится к эмульсионным средам, в которых масляные глобулы с пониженным (примерно на порядок) межфазным поверхностным натяжением являются потенциальными центрами парообразования. Анализ теоретических и экспериментальных работ показывает, что процесс парообразования в однофазном потоке происходит при давлении, отличающемся значительно от давления на линии насыщения P_S . Паровая фаза зарождается в виде пузыря, в котором давление определяется уравнением:

$$P = P_S + \Delta P, \quad (2)$$

где $\Delta P = \frac{2\sigma}{R}$.

В работе [2] установлено, что за счет указанных особенностей эмульсии ΔP по оценке (2) не превышает 10 Па, т.е. можно принять $P = P_S$.

На рис.1 показано распределение давления в вихревом вскипающем потоке ЭТ-2. Из графиков следует, что вскипание происходит на границе газового и жидкостного вихрей. При течении вскипающей эмульсии газовый вихрь заполняется паром с давлением $P = P_S$.

В работе [2] предложена методика определения критического (возможного при данном термодинамическом состоянии жидкости) удельного массового потока пара q , величину которого по нашей оценке можно использовать в следующей зависимости:

$$qS = Q(1 - \varphi), \quad (3)$$

где Q – массовый поток с генерирующей поверхности; φ – влагосодержание; S – площадь генерирующей поверхности $\delta = 2\pi r_b^2 l$; l – высота вихревой камеры; r_b – радиус газового вихря.

Если принять, что испарившаяся вода отводится по поверхности газового вихря, то система уравнений движения и неразрывности при $p = p_c = const$ запишется так:

$$\rho_s \left(V \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{W^2}{r} \right) = \frac{\partial P}{\partial r} + \mu_T \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial (rV)}{r \partial r}; \quad (4)$$

$$\rho_c V \frac{\partial (rW)}{r \partial r} = \mu_T \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial (rW)}{r \partial r} \quad (5)$$

$$\rho_s \left(V \frac{\partial U}{\partial r} - U \frac{\partial U}{\partial x} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu_T \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right); \quad (6)$$

$$\frac{\partial rV}{\partial r} + \frac{\partial rU}{\partial x} = 0. \quad (7)$$

Краевые условия: $r = r_c; V = - \frac{G}{\rho_c \Phi(r_c)}; W = W_c; \quad (8)$

$$r = 0; U = 0; x = l_c; U = U_c; P = P_{вых}.$$

где ρ_c – плотность среды; V – радиальная составляющая скорости потока; r – текущее значение радиуса вихря; W – окружная составляющая скорости потока; P – давление жидкости в вихревом слое; U – осевая составляющая скорости потока; G – расход среды через аппарат.

Распределение осевой скорости из условия получения автомодельного режима:

$$U = \frac{G \cdot x}{\rho_M \pi r_c^2 \varepsilon l_c}, \quad (9)$$

где x – осевая координата; ε – коэффициент заполнения сопла; l – высота камеры закручивания.

Распределение радиальной скорости:

$$V = - \frac{G_M}{\rho_M 2\pi r_c \varepsilon l_c} \left(\frac{r}{r_c} - (1 - \alpha \varepsilon) \frac{r_c}{r} \right), \quad (10)$$

где $\alpha = \frac{Q}{Q_M}$ – отношение объема эмульсии Q к объему дисперсной фазы Q_M .

Распределение окружной скорости:

$$w(r) = w_c \frac{r_c}{r} \left\{ 1 - \frac{A(r)}{B(r)} \right\};$$

где

$$\begin{cases} A(r) = \int_{r_c}^r e^{\nu T} \frac{k}{r_c} \frac{r^2}{r} \alpha \varepsilon r_c dr \\ B(r) = \int_0^{r_c} e^{\nu T} \frac{k}{r_c} \frac{r^2}{r} \alpha \varepsilon r_c dr \end{cases};$$

$$w = \frac{r_c}{r} (1 - \alpha \varepsilon) \left(\frac{w_c}{1 - \alpha \varepsilon} + \frac{2\pi\mu r_c^2 \alpha \varepsilon l_c}{G} \left(e^{\frac{G}{4\pi\mu\alpha\varepsilon l}} - e^{\frac{G}{4\pi\mu r_c^2 \alpha \varepsilon l}} \right) \right).$$

Для распределения давления в вихревой камере получим следующую зависимость:

$$P(r) = P_c - \rho_c \left[\frac{r^2}{2r_c^2} - (1 - \alpha \varepsilon)^2 \frac{r_c^2}{2r^2} - \left(1 - \alpha \varepsilon + \frac{\alpha^2 \varepsilon^2}{2} \right) \right] - \rho_c \int_{r_c}^r \frac{w^2}{r} dr. \quad (11)$$

Решение (11) соответствует экспериментальным данным, представленным на рис.1, а). Расчет выполнен для вихревого испарителя со следующими параметрами: радиус, соответствующий положению оси входного патрубка $R_k = 17,5$ мм, внутренний диаметр вихревой камеры 20 мм, высота вихревой камеры 18 мм, радиус сопла 3 мм, скорость на входе в аппарат 4 м/с, давление и температура указаны на рис.1 а).

Выводы. Хорошее согласование расчетных данных с экспериментальными зависимостями дает основание считать предложенную физическую модель процесса термического вспучивания эмульсий в вихревом аппарате и ее математическое представление адекватными физическому процессу. Представленные теоретические результаты могут быть основой методики расчета данного оборудования, в основе проектирования которого заложены эмпирические методы, как правило, не позволяющие дать точную характеристику параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ребиндер П.А. Поверхностные явления в дисперсных системах / Ребиндер П.А.. – М.: Наука, 1979. – 381с.
2. Павленко А.М. Стійкість емульсій при технологічних впливах. – Дніпропетровськ: Наука і освіта, 2000. – 140с.
3. Смазочно-охлаждающие технологические средства для обработки металлов резанием: Справочник / [под ред. Энтелеса С.Г., Берлинера Э.М.]. – М: Машиностроение, 1986. – 352с.
4. Пат. 25527 UA, МПК C04B14/00. Спосіб одержання пористого теплоізоляційного матеріалу / Кошлак Г.В., Павленко А.М.; заявник та патентовласник ДДТУ. – № 200703898; заявл. 10.04.2007; опубл. 10.08.2007, Бюл. №12.

Днепродзержинский государственный технический университет

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ТЕПЛОЙ ОБРАБОТКИ ПОРИСТОГО ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННОГО МАТЕРИАЛА

Введение. Область применения теплоизоляционных материалов напрямую зависит от теплофизических и механических свойств самого материала. Механические свойства определяют поведение материала при деформации и разрушении от действия внешних нагрузок и при температурном напряжении.

Постановка задачи. Целью работы является изучение влияния различных режимов термообработки на прочностные и теплофизические характеристики пористых теплоизоляционных материалов.

Результаты работы. Предложенный способ получения пористого теплоизоляционного материала [1, 2] включает в себя следующие этапы: измельчение активного кремнеземистого материала и минерального наполнителя, перемешивание компонентов сырьевой смеси с водным раствором гидроксида щелочного металла, пропарку приготовленной сырьевой смеси в среде насыщенного водяного пара, грануляцию полученной смеси и вспучивание гранул. Пропарку ведут при 90-100°C в течение 70-90 минут, а полученные гранулы перед вспучиванием подсушивают воздухом в течение 10-15 минут при температуре 100-120°C, а вспучивают при температуре 500-550°C в течение 5-20 минут.

Как установлено экспериментально, существенными факторами управляемого воздействия на кинетику газообразования и формирование пористой структуры являются температура и состав компонентов среды. Процесс вспучивания на стадии оптимальных пластично-вязких свойств смеси в сочетании с предлагаемыми газообразователями интенсифицирует процесс газовыделения, который протекает равномерно во всем объеме сырьевого материала, обеспечивая образование замкнутых пор.

Низкотемпературными газообразователями служат: гидратная вода, являющаяся составной частью исходных компонентов смеси, бикарбонат натрия и глина. Применение предлагаемых газообразователей и технологических режимов способствует реализации интенсивного и управляемого процесса выделения нетоксичных и не вызывающих коррозию газов. При этом их объем существенно увеличивается по сравнению с прототипом (примерно в 1,6 раза). Причем процесс газовыделения соответствует периоду максимального размягчения вспучиваемого материала.

Вспучивание газообразованием предполагает, что выделяющийся в процессе газообразования газ остается в гелеобразной пластичной газонепроницаемой фазе, которая кристаллизуется при температуре 100-120°C с образованием ячеистой структуры пор. При этом с материалом последовательно происходят следующие превращения:

- образование геля, насыщенного газообразователями, равномерно распределенного в объеме материала;
- застывание геля без термического воздействия;
- гранулирование;
- вспучивание и образование монодисперсной пористой структуры с фиксированным размером пор, поверхность которой покрыта сплошной пленкой;
- окончательная кристаллизация гранулы пористого материала при контакте со среднетемпературным теплоносителем.

При предварительной подсушке гранул воздухом температурой 100-120°C наблюдается активное газообразование, которому способствует наличие в исходной сме-

си гидратной воды, бикарбоната натрия и глины. При этом вязкость материала повышается, уравновешивая давление газа в пузырьках. Интенсивность этого процесса регулируется температурой и временем воздействия теплоносителя, которые подбираются таким образом, чтобы газовые ячейки увеличивались до определенного заданного размера, не сливались и сохраняли свою форму. В этом случае внутренние поверхности газовых ячеек стабилизируются поверхностными силами и давлением внутри поры, а наружные поверхности гранул покрываются сплошной пленкой. Время температурного воздействия определяет как структурные характеристики (пористость и размер пор), так и прочностные свойства материала и его термостойкость. На рис.1-4 показано влияние температуры и времени температурного воздействия на прочностные и теплофизические характеристики материала.

Окончательное структурирование материала происходит при более интенсивной непродолжительной термообработке при температуре 500-550°C (вспучивание материала).

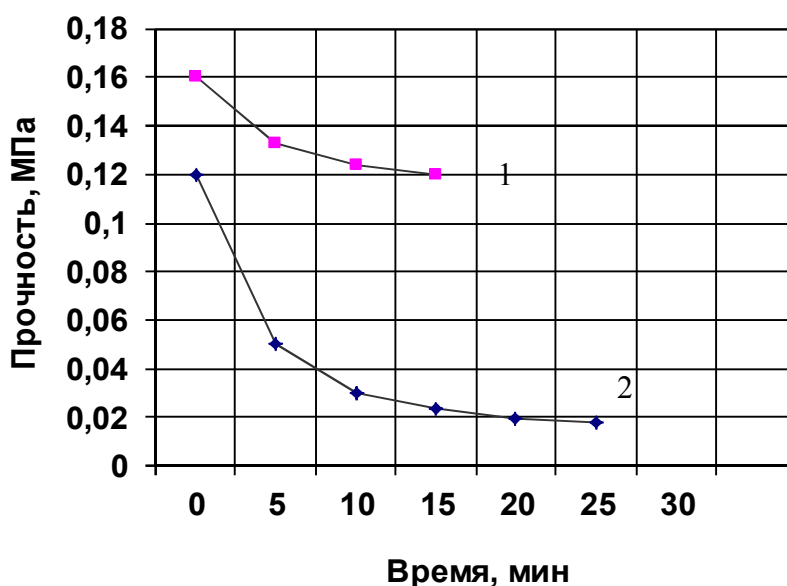


Рисунок 1 – Зависимость прочности от времени предварительной подсушки (кривая 1) и вспучивания (кривая 2)

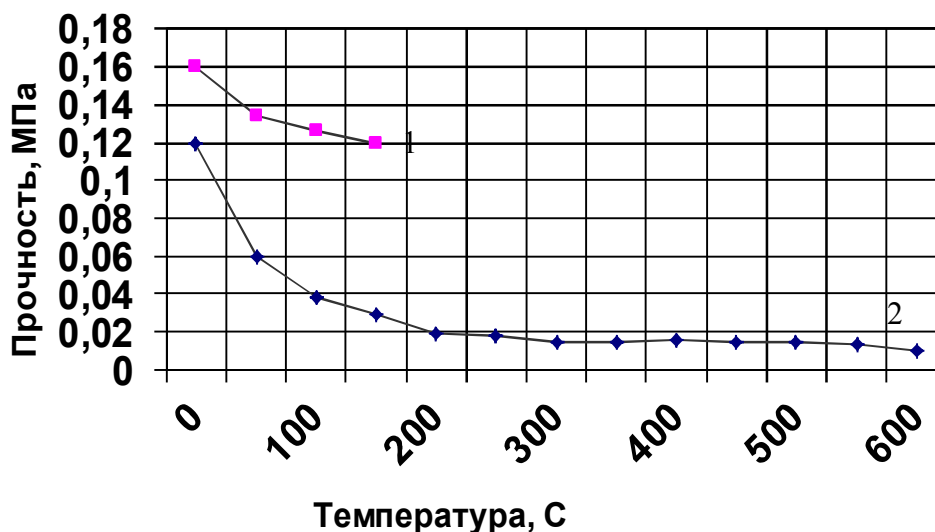


Рисунок 2 – Зависимость прочности от температуры предварительной подсушки (кривая 1) и вспучивания (кривая 2)

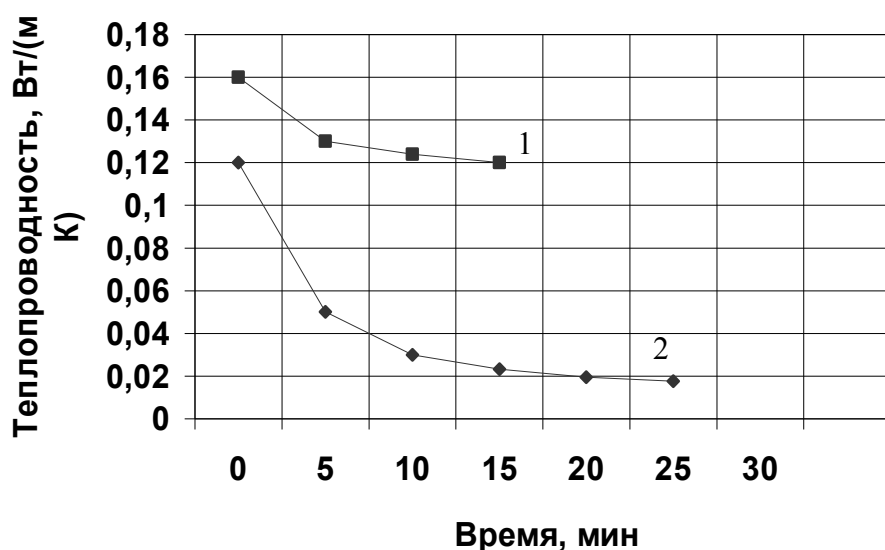


Рисунок 3 – Зависимость теплопроводности от времени предварительной подсушки (кривая 1) и вспучивания (кривая 2)

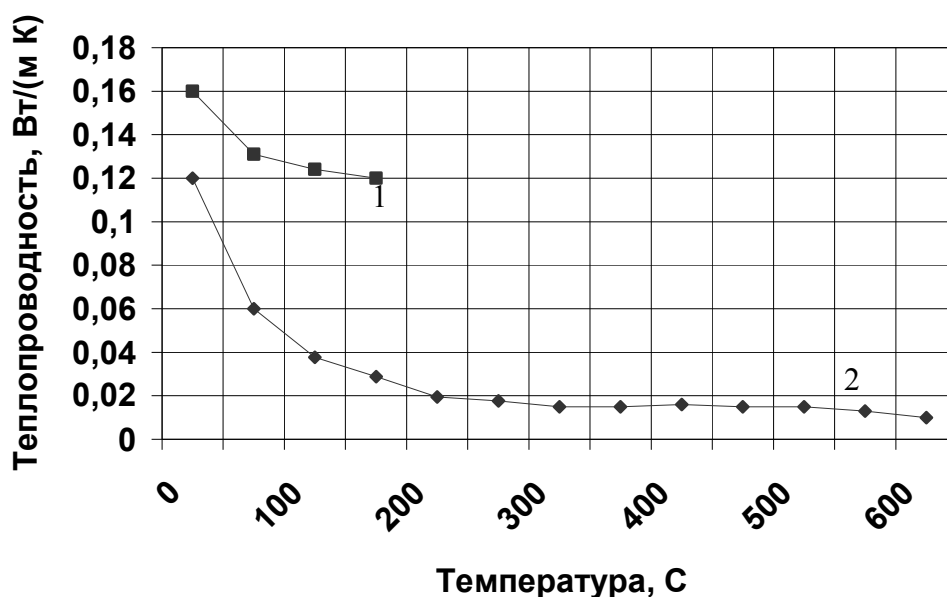


Рисунок 4 – Зависимость теплопроводности от температуры предварительной подсушки (кривая 1) и вспучивания (кривая 2)

Выводы. Исходя из приведенных выше зависимостей, можно сделать следующие выводы: с увеличением продолжительности и интенсивности температурного воздействия ухудшаются прочностные характеристики материала, увеличивается пористость, но в то же время уменьшается теплопроводность. Следовательно, для получения материала с требуемыми прочностными характеристиками и необходимой теплопроводностью нужно подобрать оптимальный технологический режим обработки пористого теплоизоляционного материала.

Задачей дальнейших исследований являются выбор метода организации эффективного теплообмена, моделирование этих процессов, экспериментальная апро-

бація полученных данных и создание метода определения основных технологических и конструктивных параметров способа получения нового материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пат. 25862 Україна, МПК С 04 В 14/00. Сировинна суміш для пористого теплоізоляційного матеріалу / Кошлак Г.В., Павленко А.М, Соколовська І.Є.; заявник і патентовласник Дніпродзерж. держ. техн. ун-т. – № 200703899; заявл. 10.04.07; опубл. 27.08.07, Бюл. №13.
2. Пат. 26821 Україна, МПК F 26 В 17/10. Пристрій для отримання гранульованого наповнювача теплоізоляційного матеріалу / Павленко А.М., Соколовська І.Є., Кошлак Г.В., Клімов Р.А.; заявник і патентовласник Дніпродзерж. держ. техн. ун-т. – № 2007 05035; заявл. 07.05.07; опубл. 10.10.07, Бюл. №16.

УДК 664.2.032.1

СОКОЛОВСКАЯ И.Е., к.т.н, доцент

Днепродзержинский государственный технический университет

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦЫ СЫРЬЯ В ПОТОКЕ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В РАЗГРУЗОЧНОЙ ЧАСТИ ВИХРЕВОГО АППАРАТА

Введение. На современном уровне развития вихревых аппаратов возросла актуальность исследований, направленных на углубленное изучение процессов, совершенствование конструкций и технологии изготовления отдельных узлов. Отсутствие строгой теории ощущается наиболее остро при проектировании систем и установок, в которых вихревой аппарат является одним из главных агрегатов. В связи с этим первостепенной задачей остается разработка теории, позволяющей получить достаточно надежное математическое описание процессов, которые происходят в вихревой камере.

Постановка задачи. На основании результатов исследований, изложенных в [1], разработать математическую модель движения частицы в вихревом слое теплоносителя в разгрузочной части вихревого аппарата.

Результаты работы. Движение дозвуковых потоков различных газов разной температуры в работе [1] представлено следующей системой уравнений движения, энергии, диффузии, неразрывности и состояния:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial(\bar{\rho}u)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{u}(\bar{\rho}v + \bar{\rho}'v') = -\frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho}u'v'), \\ \frac{\partial(\bar{\rho}uh)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{h}(\bar{\rho}v + \bar{\rho}'v') = -\frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho}h'v'), \\ \frac{\partial(\bar{\rho}uc)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{c}(\bar{\rho}v + \bar{\rho}'v') = -\frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho}c'v'), \\ \frac{\partial(\bar{\rho}u)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho}v + \bar{\rho}'v') = 0. \end{array} \right. \quad (1)$$

где $\bar{u}'v'$ – функция, характеризующая турбулентное трение; $\bar{h}'v'$ – функция турбулентной диффузии тепла; $\bar{c}'v'$ – функция турбулентной диффузии вещества.

Закономерности распространения закрученной струи зависят от большого числа различных условий (конструктивных особенностей форсунки, интенсивности закрутки) и параметров потоков (их плотности и скорости).

Течение в струе имеет сложный неавтономный характер, в связи с чем в [1] считалось целесообразным использовать для расчета численные методы интегрирования уравнений движения, аналогичные тем, которые использованы в работах [2, 3] для описания неавтономного течения в обычных струях.

Пренебрегая влиянием пульсаций скорости на изменение давления, уравнения движения для осесимметричного несжимаемого турбулентного течения в приближении пограничного слоя и с учетом соотношения (2) можно записать в таком виде:

$$\frac{P - P_b}{\rho} = \int_b^y \frac{\omega^2}{y} dy, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} yu \frac{\partial u}{\partial x} + yv \frac{\partial u}{\partial y} &= -y \frac{\partial}{\partial x} \Theta - y \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) - \overline{u'v'}, \\ v \frac{\partial u}{\partial y} - uv - yu \frac{\partial v}{\partial y} &= -y \frac{\partial}{\partial x} \Theta - y \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) - \overline{u'v'}, \\ y^2 u \frac{\partial \omega}{\partial x} + y^2 v \frac{\partial \omega}{\partial y} + y\omega v &= -y^2 \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\omega'v'}) - 2y\overline{\omega'v'}, \\ yu \frac{\partial c}{\partial x} + yv \frac{\partial c}{\partial y} &= -y \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'c'}) - \overline{v'c'}, \\ \Theta &= \int_0^y \frac{\omega^2}{r} dr \end{aligned} \quad (3)$$

В работе [4] на основании гипотезы о постоянстве аналога коэффициента турбулентной вязкости для стационарного закрученного потока сжимаемого газа, считая μ_T и λ_T постоянными для закрученного потока, предлагается следующая модель вихревого течения однокомпонентного потока:

$$\begin{aligned} \rho \left(v \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\omega^2}{r} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu_T \left[\frac{4}{3} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v^2}{r} \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r \partial x} \right]; \\ \rho \left(v \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{v\omega}{r} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) &= \mu_T \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{\omega}{r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \right); \\ \rho \left(v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_T \left[\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{4}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r \partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right]; \\ \frac{\partial}{\partial r} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Недостатком данных моделей является то, что при решении модели вихревых течений переходят в модели ламинарных течений. При этом многие величины невозможно определить аналитически или экспериментально.

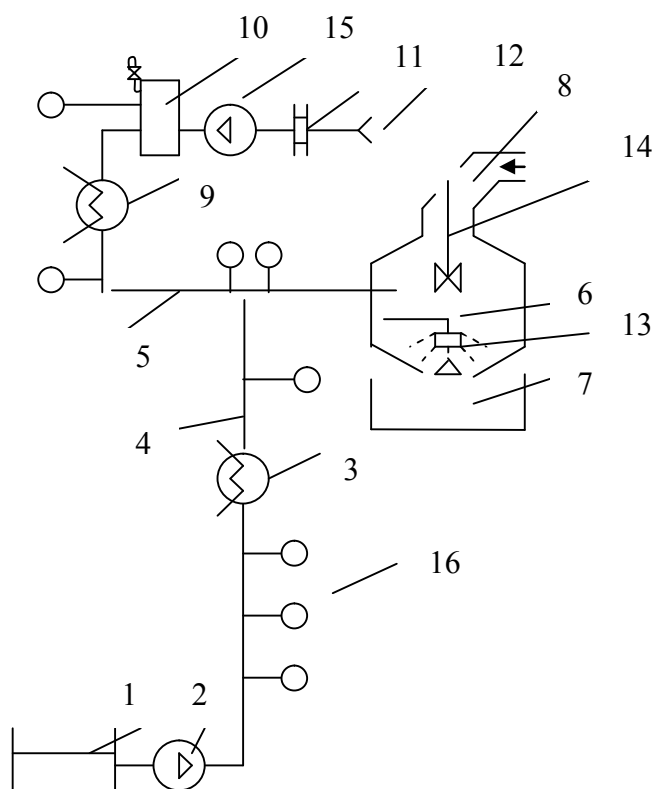
При разделении потока на зону вихресточка и зону основного вихря ошибка в расчетах гидродинамики потока, а тем более частиц, существенно увеличивается из-за использования разных уравнений коэффициента турбулентной вязкости, который принимают для каждой зоны постоянным.

Данные модели написаны для сплошной среды и поэтому не подходят для многофазного потока.

Нами были сопоставлены данные [1] и [4] по распределению некоторых параметров вихревого потока с данными, полученными путем эксперимента.

Эксперимент осуществлялся на разработанном авторами аппарате, который состоит из вихревой камеры 6 (рис.1), содержащей тангенциально подведенный патрубок 5, который посредством трубопровода соединен с теплообменником 9 и нагнетателем газа 15. К торцевой поверхности аппарата для подачи связующей жидкости 1 присоединен патрубок 4 с теплообменником 3 и насосом 2, с помощью которого распылителем 13 жидкость распределяется по объему. Материал через трубопровод 8 подается в вихревую камеру 6, с помощью завихрителя 14 распространяется по всему объему камеры и вращается в вихревом слое газа. Просушенный материал попадает в форму 7.

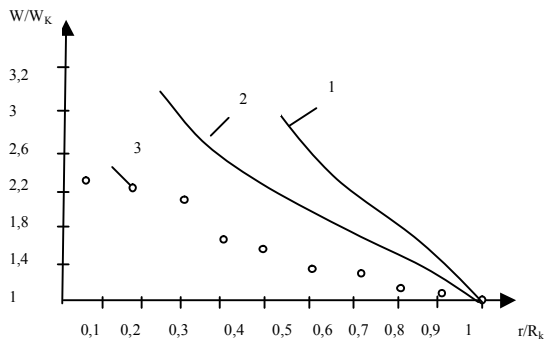
На основании данных, полученных в ходе эксперимента, проведенного на описанном выше аппарате, были получены зависимости, приведенные на рис.2, 3.



- 1 – емкость со склеивающим веществом; 2 – насос подачи жидкости;
 3 – теплообменник для жидкости; 4 – патрубок для подачи жидкости; 5 – патрубок для подачи воздуха; 6 – вихревая камера; 7 – форма; 8 – подача материала;
 9 – теплообменник для воздуха; 10 – ресивер; 11 – фильтр; 12 – забор воздуха;
 13 – распылитель; 14 – завихритель; 15 – насос подачи газа; 16 – датчики давления, температуры и расхода

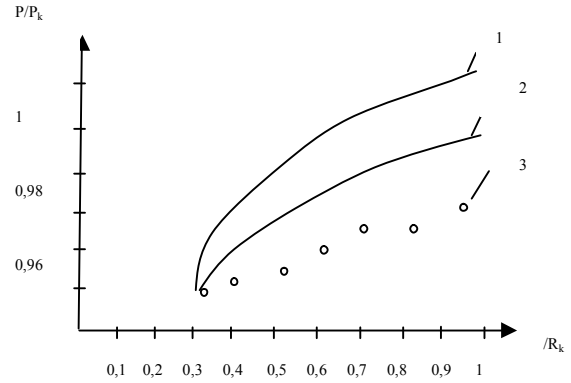
Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки

Судя по этим зависимостям, можно сделать вывод о том, что параметры, полученные на разработанной нами установке, наиболее выгодно характеризуют вихревое движение в аппарате. Окружная скорость получается ниже, чем в [1, 3 и 4], давление тоже не превышает данных [1, 3 и 4].



- 1 – по данным Абрамовича [1,3];
 2 – по данным Коваля [4];
 3 – по результатам эксперимента

Рисунок 2 – Анализ кривых распределения окружной скорости по радиусу



- 1 – по данным Абрамовича [1,3];
 2 – по данным Коваля [4];
 3 – по результатам эксперимента

Рисунок 3 – Анализ кривых распределения давления по радиусу

В работах [5, 6] была предпринята попытка учесть закономерности движения частицы в многофазной среде, но не разработаны модели вихревого движения. Объединив модели вихревого течения Коваля и Абрамовича с учетом многофазности по Нигматулину, можно получить физическую и математическую модель движения частицы в разработанном нами аппарате.

Ниже приведена математическая постановка задачи гидродинамики частицы в центробежном поле вихревой камеры. В результате ее решения следует определить основные параметры потока, необходимые для эффективного процесса термообработки сырья.

Уравнение равновесия сил в потоке следующее:

$$\rho_n \frac{dV_n}{d\tau} = \rho_n F_c (\vec{V} - \vec{V}_n) - \text{grad}P + \rho_n g, \quad (5)$$

где V_n – скорость движения дисперсной фазы; V – скорость движения среды; P_n – плотность дисперсной фазы; F_c – сила сопротивления:

$$F_c = F_{a.c} + F_s = \frac{3}{8} C^* \frac{\rho}{\rho_n a} |\vec{V} - \vec{V}_n| + F_s, \quad (6)$$

где $F_{a.c}$ – аэродинамическая сила сопротивления; F_s – структурная сила устойчивости, характеризующая свободную энергию системы (частицы).

Теоретически движение капли воздуха в центробежном поле можно представить системой уравнений:

$$\frac{dV}{d\tau} = F_c (V - V_n) - \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{W_n^2}{r} \quad (7)$$

$$\frac{dW}{d\tau} = F_c (W - W_n) - \frac{V_n W_n}{r} \quad (8)$$

$$\frac{dU}{d\tau} = F_c (U - U_n) - \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P}{\partial h} + g \quad (9)$$

где V_n, W_n, U_n – радиальная, окружная и осевая составляющие скорости движения капли воздуха; V, W, U – то же для потока; $\frac{W^2}{r}$ – центробежное ускорение; $\frac{V_n W_n}{r}$ – кориолисово ускорение; h – высота вихревой камеры.

Используем систему безразмерных составляющих:

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\tau} = \tau \frac{|V_k|}{R_k}; \\ \bar{\rho}_m = \frac{\rho_m}{\rho}; \\ F_r = \frac{gR_k}{V_k^2}; \\ \bar{P} = \frac{P}{\rho V_k^2}; \\ \chi = g \frac{\mu}{d^2} \frac{1}{\rho_m} \frac{R_k}{|V_k|}. \end{array} \right. \quad (10)$$

Тогда уравнения (7) - (9) примут вид:

$$\frac{d\bar{V}}{d\bar{\tau}} = \frac{\bar{W}_n^2}{\bar{r}} + \chi |(\bar{V} - \bar{V}_m)| - \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (11)$$

$$\frac{d\bar{W}}{d\bar{\tau}} = \frac{\bar{V}_n \bar{W}_n}{\bar{r}} + \chi |(\bar{W} - \bar{W}_n)| \quad (12)$$

$$\frac{d\bar{U}}{d\bar{\tau}} = \chi |(\bar{U} - \bar{U}_n)| - \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P}{\partial h} + Fr \quad (13)$$

$$\frac{d\bar{r}}{d\bar{\tau}} = \bar{V}_n \quad (14)$$

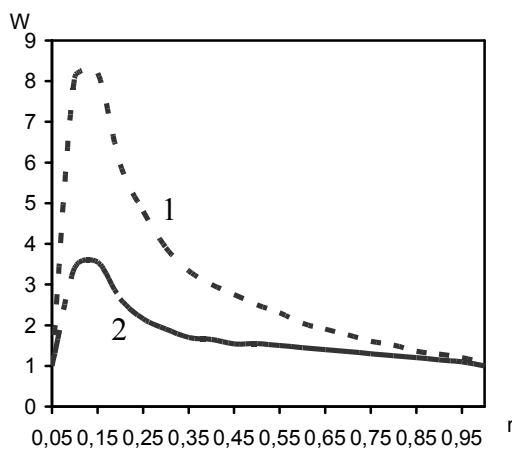
$$\bar{W}_n = \frac{\bar{r} d\varphi}{d\bar{\tau}} \quad (15)$$

$$\bar{U}_n = \frac{dh}{d\bar{\tau}} \quad (16)$$

Начальные условия для решения задачи (11)-(16):

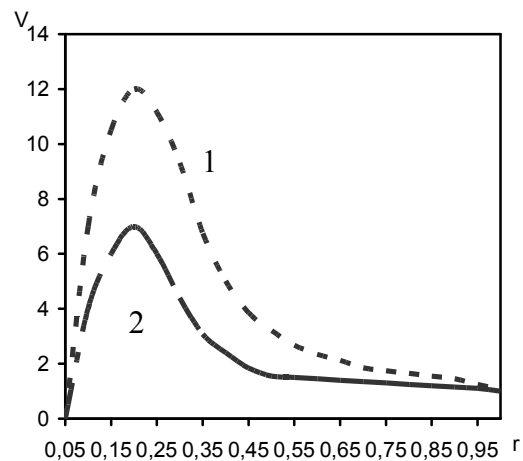
$$\{\bar{\tau} = 0; \quad r = 1, \quad \varphi = 0; \quad h = 0; \quad \bar{V}_n = 1; \quad \bar{W}_n = 1; \quad \bar{U}_n = 0\} \quad (17)$$

При решении системы (11)-(16) были получены зависимости скоростей потока и пузырька от радиуса камеры, представленные на рис.4, 5.



1 – скорость потока;
2 – скорость частицы

Рисунок 4 – Распределение окружной скорости по радиусу



1 – скорость потока;
2 – скорость частицы

Рисунок 5 – Распределение радиальной скорости по радиусу

Выводы. Из рис.4, 5 можно сделать вывод о том, что окружная и радиальная скорости имеют максимум до $r = 0,2$ и не превышают значения $W=9$ и $V=12$ (в безразмерных величинах). Расчеты, выполненные по уравнениям предложенной модели, показывают удовлетворительную согласованность с экспериментальными данными. При оценке относительных скоростей движения частицы в разгрузочной части вихревого аппарата очевидно, что использование уравнений для ламинарного течения, которые традиционно используются в расчетах, приводит к существенным погрешностям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Турбулентное смешение газовых струй / [под редакцией Г.Н.Абрамовича]. – М.: Изд-во «Наука», главная редакция физико-математической литературы, 1974. – 272с.
2. Крашенников С.Ю. К расчету осесимметричных закрученных и незакрученных турбулентных струй / С.Ю.Крашенников // Изв. АН СССР, МЖГ. – 1972. – №3. – С.78-83.
3. Экспериментальное и расчетное исследование сверхзвуковой пристеночной струи в спутном сверхзвуковом потоке / Абрамович Г.Н., Кузьмич В.Б., Секундов А.Н., Смирнова И.П. – Изв. АН СССР, МЖГ. – 1972. – №4. – С.132-144.
4. Коваль В.П. Распределение скоростей и давления жидкости в вихревой камере / Коваль В.П., Михайлов С. Л. // Теплоэнергетика. – 1972. – №2. – С.25-28.
5. Коваль В.П. Гидравлическая характеристика центробежной форсунки / Коваль В.П., Михайлов С. Л. // Теплоэнергетика. – 1972. – №5. – С.31-34.
6. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред: [в 2ч.] / Р.И.Нигматулин. – М.: «Наука». – 1ч. – 1987. – 464с.
7. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред: [в 2ч.] / Р.И.Нигматулин. – М.: «Наука». – 2ч. – 1987. – 359с.

УДК 532.5.072.12

ОСЕННЯЯ О.С., аспирант

Днепродзержинский государственный технический университет

ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ВОДОМАЗУТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

Введение. Понятие экологизации технологий производства состоит в проведении мероприятий, направленных на предотвращение отрицательного воздействия производственных процессов на окружающую среду. В отношении применения жидких топлив, являющихся основными составляющими в балансе потребления при производстве энергии, экологизация означает предотвращение выбросов в атмосферу образующихся при сжигании различных вредных веществ, а также предотвращение загрязнения гидросферы и литосферы сточными водами, содержащими нефтепродукты.

В настоящее время природоохранные мероприятия, проводимые на действующих ТЭС и котельных, направлены на снижение выбросов оксидов азота, оксида углерода, а также оксидов серы. Многие широко применяемые сейчас методы организации процесса сжигания топлив преследуют цель подавления образования NO_x : ступенчатое сжигание, рециркуляция дымовых газов, сжигание топлива при пониженных избытках воздуха.

Выполненные нами исследования показывают, что одной из таких технологий для теплоэнергетики, направленной на защиту атмосферного воздуха от выбросов раз-

личных ингредиентов NO_x , CO , сажи, многоядерных углеводородов и других вредных веществ, является сжигание мазута в виде водомазутных эмульсий.

Постановка задачи. Методы сжигания водомазутной эмульсии широко известны. В исследованиях, посвященных этому вопросу [1-4], установлено, что для достижения поставленной задачи водомазутная эмульсия (ВМЭ) должна быть приготовлена в виде однородной смеси мазута и добавляемой влаги по типу "вода-масло", в которой вода как дисперсная фаза в виде частиц диаметром несколько микрометров находится внутри топливной оболочки. Повышенная эффективность процесса горения эмульсии (даже при предельно низких избытках воздуха) обусловлена микровзрывом ее капель вследствие различия температур кипения воды и мазута. При дополнительном дроблении капель эмульсии достигается ускорение их испарения и улучшается процесс перемешивания топлива с воздухом, в результате чего с учетом наличия в зоне горения продуктов диссоциации воды процесс сгорания мазута существенно интенсифицируется. Эти особенности сжигания водотопливной эмульсии в литературных источниках представлены только качественно. Поэтому целью данной работы является поиск функциональной взаимосвязи влияния различных факторов и параметров эмульсии на количество NO_x в отработанных газах.

Результаты работы. С помощью физико-химических методов анализа продуктов сгорания топлива можно определить их количественный состав. Для реализации этой методики измерения используют прибор «Газохром 3201», который фиксирует в отработанных газах наличие NO_x , CH_4 , CO , CO_2 и т.п.

Обработку полученных данных по содержанию NO_x в продуктах сгорания водомазутной эмульсии с добавками дизельного топлива производили с использованием методов планирования экспериментов. Принимаем, что NO_x определяется отношением содержания мазута к содержанию воды, содержанием дизельного топлива, выдержкой эмульсии и коэффициентом избытка воздуха. Условия экспериментов представлены в табл.1.

Таблица 1 – Условия экспериментов

| Фактор | Код | Уровни варьирования | | | | | Интервал варьирования, Δ |
|--|-------|---------------------|-----|------|-----|--------|---------------------------------|
| | | -1,414 | -1 | 0 | 1 | +1,414 | |
| Отношение содержания мазута к содержанию воды, % | X_1 | 0.6 | 0.7 | 0.8 | 0.9 | 1.0 | 0.1 |
| Содержание дизельного топлива, % | X_2 | 0 | 5 | 15 | 25 | 30 | 10 |
| Выдержка эмульсии, час | X_3 | 0 | 1 | 6 | 11 | 12 | 5 |
| Коэффициент избытка воздуха | X_4 | 1 | 1.1 | 1.25 | 1.4 | 1.5 | 0.15 |

В качестве зависимой переменной Y рассматривали содержание NO_x в продуктах сгорания. Для исключения систематической ошибки устанавливали случайный порядок постановки опытов во времени.

Для описания многофакторной зависимости выбран ортогональный многокомпозиционный план 2^4 и квадратичная модель. Математико-статистическую обработку экспериментов производили по принятой методике [5]. Проверку воспроизводимости опытов проводили по критерию Кохрена. Значимость полученных коэффициентов уравнения регрессии определяли критерием Стьюдента. Адекватность полученной ма-

тематической модели оценивали с помощью F-критерия Фишера. После обработки результатов экспериментов получено уравнение регрессии для вычисления параметра оптимизации с точностью до 0.7%.

$$Y=1.387-3.6\cdot 10^{-2}X_1+4.08\cdot 10^{-2}X_4+8.54\cdot 10^{-3}X_3^2-2.187\cdot 10^{-2}X_1\cdot X_2-0.0194X_1\cdot X_3-2.187\cdot 10^{-2}X_1\cdot X_4+0.0118X_2\cdot X_4 \quad (1)$$

Влияние исследуемых факторов показано на диаграмме (рис.1).

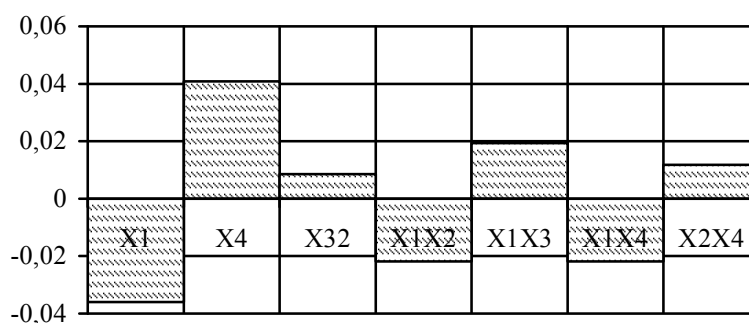


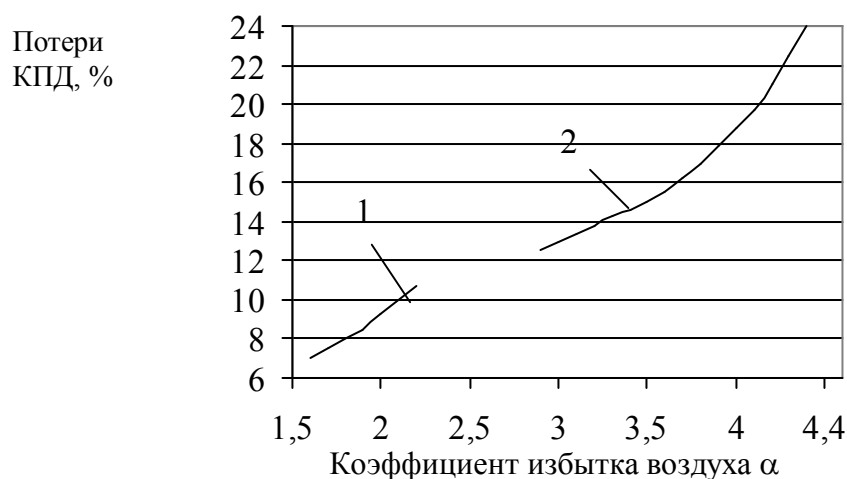
Рисунок 1 – Диаграмма значимости факторов модели

Анализ полученных результатов показывает, что наибольшее влияние на содержание NO_x в продуктах сгорания оказывает отношение содержания мазута к содержанию воды (X_1), причем это влияние проявляется и во взаимодействии с X_2 (содержание дизельного топлива) и X_4 (коэффициент избытка воздуха).

Очевидно, что с увеличением количества воды в соотношении C_m/C_b содержание NO_x в продуктах сгорания уменьшается. Сравнительный анализ процесса горения мазута и водомазутной эмульсии показал, что диспергированная влага оказывает как физическое, так и химическое воздействие на топочные процессы [6]. Физическое воздействие заключается в явлении микровзрывов мельчайших капелек воды, находящихся внутри топливной оболочки. При этом происходит дополнительное перемешивание топлива с воздухом. Диссоциация водяных паров, высвободившихся в результате микровзрывов, приводит к увеличению концентрации активных центров реакции. Значительные концентрации гидроксильного радикала увеличивают скорость выгорания окиси углерода. Дополнительно улучшает выгорание водомазутной эмульсии реакция водяного пара – реакция между паром и раскаленным углеродом. Улучшение перемешивания частиц топлива и воздуха за счет «микровзрывов» позволяет снизить избыток воздуха до критического значения и таким образом повысить КПД котла (рис.2).

Сжигание эмульсий приводит к уменьшению окислов азота в продуктах сгорания, так как снижается температура пламени. Кроме того, увеличение количества активных центров реакции активизирует горение и соответственно снижает концентрацию атомарного кислорода. В результате этого снижается скорость окисления азота.

Что касается влияния фактора X_4 , коэффициента избытка воздуха, отметим следующее. По степени влияния на Y он доминирует и проявляется прямопропорциональной зависимостью. В работе экспериментально установлено, что она имеет экстремальный характер. Увеличение выхода NO_x до критического значения объясняется повышением концентрации свободного кислорода. При дальнейшем повышении α на выход NO_x оказывает влияние температура горения. При изменении α изменяется также и теоретическая температура горения. График на рис.3 представляет собой зависимость NO не только от α , но также и от температуры. При постоянной температуре с увеличением α выход NO увеличивается.



1 – работа на водомазутной эмульсии; 2 – работа на мазуте

Рисунок 2 – Зависимость потерь КПД от коэффициента избытка воздуха

Зависимость Y от выдержки эмульсии X_3 имеет нелинейный характер, обусловленный скорее всего кинетикой коагуляции частиц дискретной фазы. Но нами установлено, что при значительной устойчивости ЭТС это влияние практически незначимо.

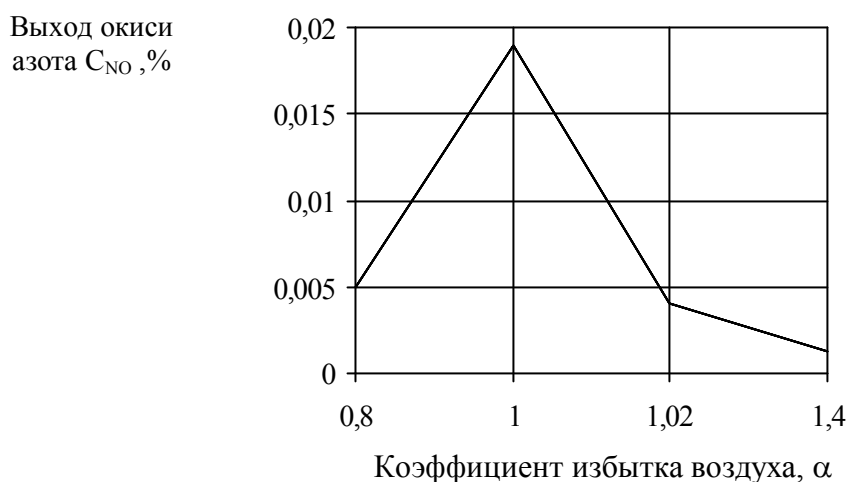


Рисунок 3 – Выход окислов азота в зависимости от коэффициента избытка воздуха

В эффектах взаимодействий проявляется влияние доминирующего фактора. Исключение составляет $X_1 \cdot X_4$. Видимо увеличение концентрации воды в ЭТС способствует образованию дополнительного атомарного кислорода в реакции горения при диссоциации воды или снижению температуры, в результате чего уменьшается и выход окислов азота. Таким образом, чем большие значения принимает соотношение $X_1 \cdot X_4$, тем меньше Y .

Выводы. 1. Сжигание ВМЭ приводит к интенсификации выгорания топлива, уменьшению длины факела и увеличению надежности работы пароперегревателя. Температура уходящих газов при переходе на ВМЭ практически не изменилась. Расчетные оценки [5] показали, что экономические показатели работы котла для традиционного и рекомендуемого вариантов практически одинаковы.

2. Следует особо подчеркнуть, что высокий уровень влажности ВМЭ целесообразно устанавливать только в целях огневого обезвреживания большого количества сточных вод. Если такой необходимости нет, то для значительного снижения газообразных вредных выбросов вполне достаточно поддерживать соотношение объемов воды и топлива на уровне 3-5% при соответствующей организации процесса сжигания топлива. В этом случае увеличение потери теплоты с уходящими газами (из-за испарения добавляемой влаги) незначительно и вполне компенсируется интенсификацией процесса сжигания топлива и возможностью перехода на более низкие значения коэффициента избытка воздуха.

3. При соблюдении описанных выше условий увеличения интенсивности низкотемпературной коррозии не наблюдается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акчурин Р.Ю. Подготовка мазута к сжиганию в кавитационном реакторе / Акчурин Р.Ю., Балахничев Н.А. // Энергетик. – 1986. – №9. – С.8-9.
2. Уменьшение вредных выбросов при сжигании водомазутной эмульсии / А.И.Попов, Н.В.Голубь, В.И.Ерофеева [и др.] // Энергетик. – 1983. – №2. – С.11-14.
3. Кормилицын В.И. Экономичность работы парового котла при управлении процессом сжигания топлива вводом влаги в зону горения / В.И.Кормилицын, М.Г.Лысков, Ю.М.Третьяков // Теплоэнергетика. – 1988. – № 8. – С.13-15.
4. Адлер Ю.П. Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий / Адлер Ю.П., Маркова Е.В., Грановский Ю.В. – [2-е изд., перераб. и доп.]. – М.: Наука, 1976. – 279с.
5. Хзмалян Д.М. Теория горения и топочные устройства: учебник [пособие для студентов высш. учеб. заведений] / Хзмалян Д.М. // М.: «Энергия», 1976 – 488с.

УДК 664.2.032.1

ЗОЛОТОВСКАЯ Е.В., аспирант

Днепродзержинский государственный технический университет

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ЧАСТИЦ БИОМАССЫ

Введение. Одним из актуальных в настоящее время направлений энергетического использования биомассы является производство топливного газа, полученного путем термического разложения частиц биомассы. Технологии утилизации биомассы находятся в начале своего развития в Украине и имеют обнадеживающие перспективы для коммерциализации, особенно в свете резкого повышения стоимости природного газа. Поиск решения проблем, обусловленных, с одной стороны, энергетическим кризисом, а с другой стороны, загрязнением окружающей среды, привел к созданию установок для производства топливного газа из биомассы, который может быть использован в промышленности и сельском хозяйстве.

К одному из эффективных направлений использования биомассы относится окислительный пиролиз. Пиролиз представляет собой процесс термического разложения органических соединений и происходит при относительно низких температурах (до 600°C) по сравнению с процессами газификации (800-1300°C) и горения (900-2000°C). В целях экономии природного газа с частичной его заменой получаемое в процессе пиролиза газообразное топливо может применяться в коммунальных котельных.

Постановка задачи. Исследование большого числа пиролизных установок различной конструкции показало, что многие из них не отвечают основным требованиям технологии пиролиза. В научной литературе описывается получение топливного газа [1-4]. Однако приведенные способы и устройства имеют ряд недостатков: несовершенство технологических режимов с малым выходом газообразного топлива (30-40% от массы органического вещества), осуществляемых без учета изменения влажности; не рассматриваются тепломассообменные процессы при термическом разложении органического сырья; в работах [3, 4] не предусмотрены меры оперативного реагирования на текущее изменение физико-механических свойств в потоке сырья и коррекции параметров технологического процесса пиролиза с целью достижения требуемых оптимальных результатов. Поэтому при производстве топливного газа следует определять рациональные режимы процесса пиролиза с точки зрения теплотворной способности полученного газа и экологической безопасности процесса сжигания.

Результаты работы. Для хроматографического анализа состава продуктов пиролиза, полученных из древесных опилок, была разработана лабораторная установка (рис.1), реализованная в виде аппаратно-программного комплекса, автоматизированного процесса сбора, обработки и визуализации экспериментальных данных в масштабе реального времени. Сущность этого анализа состоит в физическом разделении газовой смеси на отдельные компоненты, основанном на различии их физико-химических свойств.

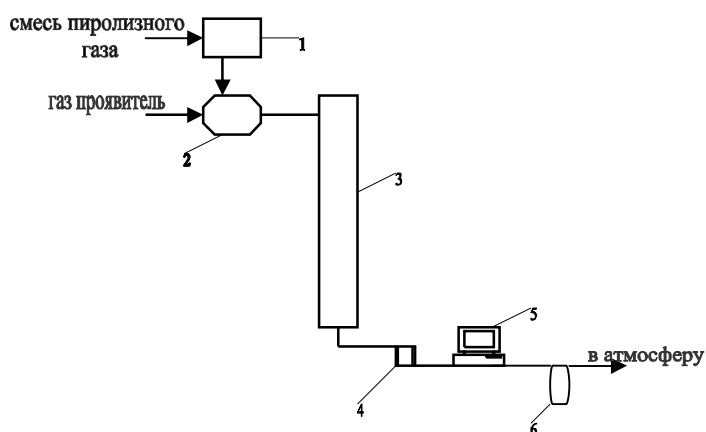


Рисунок 1 – Схема опытной установки

Через разделительную колонку 3, содержащую неподвижную фазу с большой поверхностью, пропускается с постоянной скоростью поток газа-проявителя. Исследуемая газовая смесь из реактора 1 вводится через дозирующее устройство 2 в поток проявителя и вместе с ним фильтруется через слой адсорбента. Присоединенный к детектору 4 программно-аппаратный комплекс 5 на базе персонального компьютера регистрирует информацию о составе движущейся анализируемой смеси в виде кривых линий. Сопряжение измерительных датчиков с ЭВМ выполняется по интерфейсу RS-232/RS-485 типа I-7520. Обработка аналоговых сигналов в цифровые осуществляется с помощью контролера PCL-818L-A5 (Advantech). Драйверы и соответствующее программное обеспечение написаны в среде программирования Borland C++ Builder.

Для хроматографического анализа на базе пакета CRW-DAQ разработана специальная компьютерная программа. Программа обеспечивает управление сбором данных, обработку аппаратных кривых кондуктометрического (катарометра) и ионизационного детекторов, расчет состава смеси и сохранение как первичных данных, так и конечных результатов анализа. Вид загруженной программы показан на рис.2.

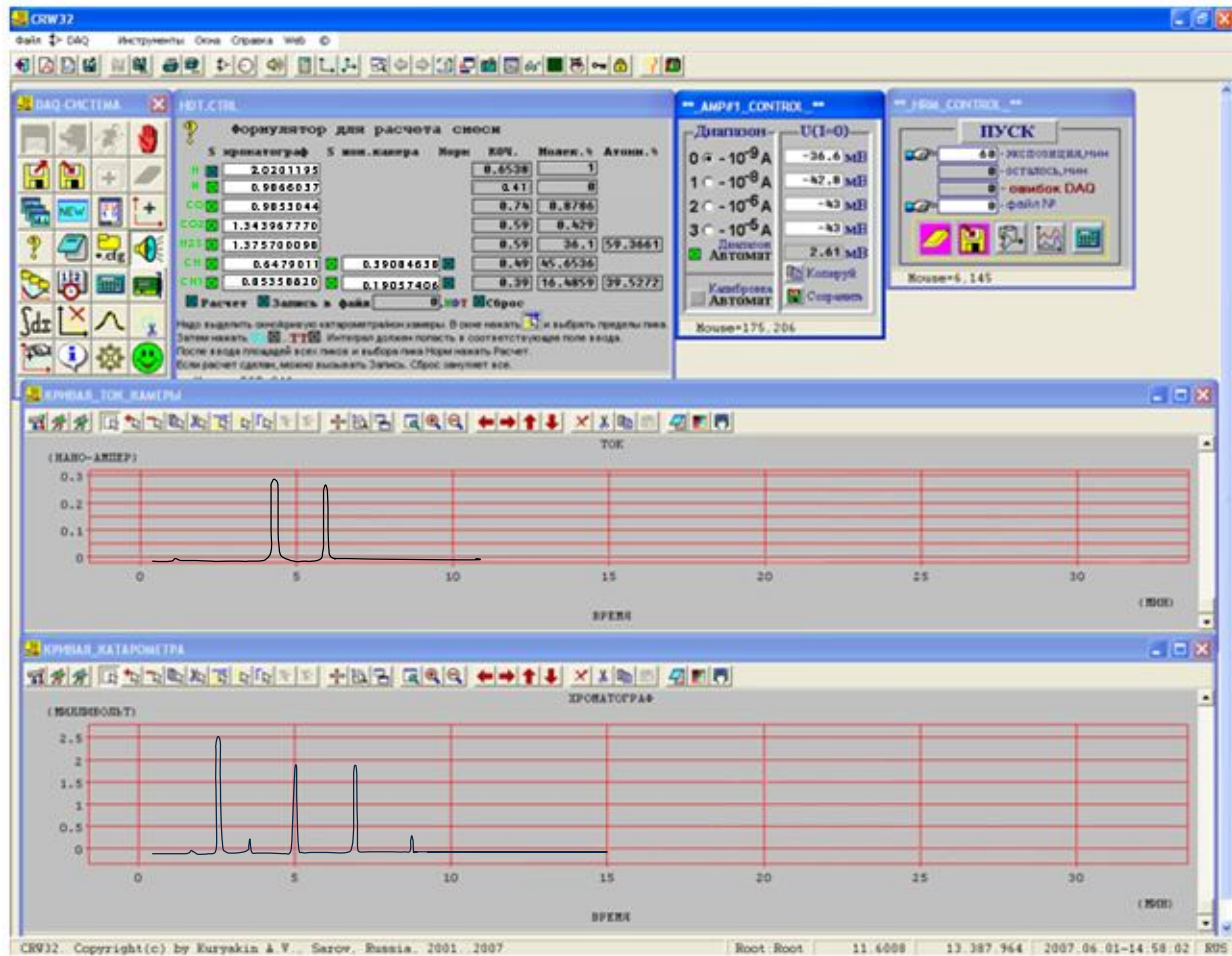


Рисунок 2 – Вид загруженной программы хроматографического анализа

Программа предоставляет удобный интерфейс для пользователя. Управление хроматографическим анализом реализовано на мнемосхемах. Для расчета состава газовой смеси по пикам датчика теплопроводности (катарометра) и ионизационной камеры служит специальный формулятор HDT CTRL. Определение количества вещества во введённой пробе в газовой хроматографии требует измерения площади пика и знания чувствительности детектора к этому веществу. Площади пиков катарометра и ионизационной камеры вычисляются автоматически. Пользователю необходимо лишь идентифицировать пик и выделить его маркером. Вычисление площади и ее занесение в формулятор производится нажатием одной кнопки на мнемосхеме формулятора.

Концентрация i -го компонента (каждого из них) при отсутствии заметной доли примесей определяется по формуле:

$$C_i = \frac{K_i \cdot S_i}{\sum_{i=H}^{H2S} K_i \cdot S_i} \cdot 100, \quad (1)$$

где C_i – концентрация компонента в анализируемой смеси;

S_i^{kat} – площадь пика кривой катарометра i -го компонента;

K_i – коэффициент чувствительности катарометра для i -й молекулы газа.

Эти коэффициенты соответствуют площадям пиков, регистрируемых ДТП при прохождении одинаковых количеств газовой пробы разных молекулярных форм, и равны $K_H/K_N/K_{CO}/K_{CO_2}/K_{H_2S}=2.02/0.98/0.98/1.34/1.37$.

Компоненты ионизационной камеры определяются по наличию 2 пиков: $0...1=CH/CH_1$, где весовые коэффициенты чувствительности газовой пробы равны $K_{CH}/K_{CH_1}=0,64/0,85$. Тогда концентрации i -го компонента ионизационного детектора определяются по формуле (1), в которой $K_i=M_i / \sum C_i$, M_i – молекулярная масса компонента; $\sum C_i$ – число углерода в молекуле данного компонента.

На основании экспериментальных данных хроматографического метода получаем квазистатический выход летучих при термическом разложении частиц биомассы (рис.3, 4). Эти данные позволяют судить о составе летучих пиролизного газа в зависимости от температурного уровня процесса, а, следовательно, об их теплоте сгорания и других свойствах, но только при относительно медленном нагреве топлива.

Из рис.3, 4 наблюдается, что при повышении температуры пиролиза в пределах 200-500°C увеличивается выход газа, в основном за счет увеличения состава водорода, метана и незначительно от тяжелых углеводородов. А в диапазоне температур 280-500°C происходит заметное уменьшение выхода двуокиси углерода и азота – нежелательных примесей в топливном газе.

По экспериментальным зависимостям выход 10% летучих соответствует условной температуре 220°C. Этой температуре соответствует выход летучих продуктов, представленных в табл.1.

Таблица 1 – Состав выхода летучих

| H ₂ | CH ₄ | CO | CO ₂ | N ₂ | C _n H _m | H ₂ S | A |
|----------------|-----------------|------|-----------------|----------------|-------------------------------|------------------|------|
| 2,27 | 1,62 | 2,08 | 1,912 | 0,229 | 1,554 | 0,265 | 0,07 |

Тогда состав топливного газа определяется отношением:

$$V_i=10r_i.$$

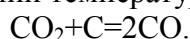
Его состав показан в табл.2.

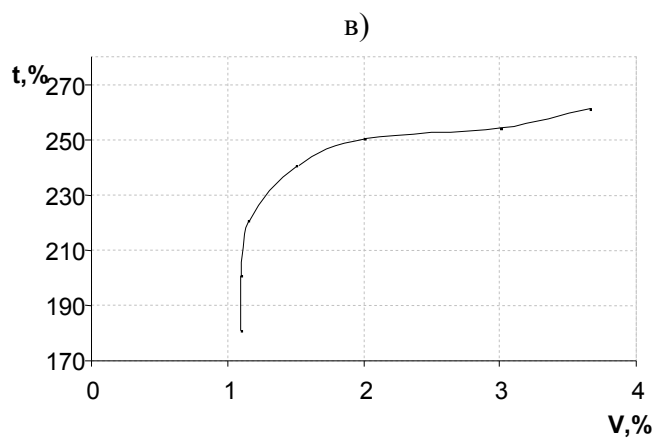
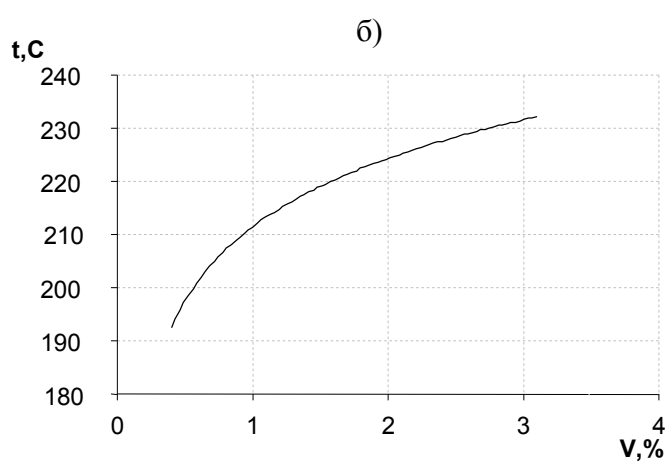
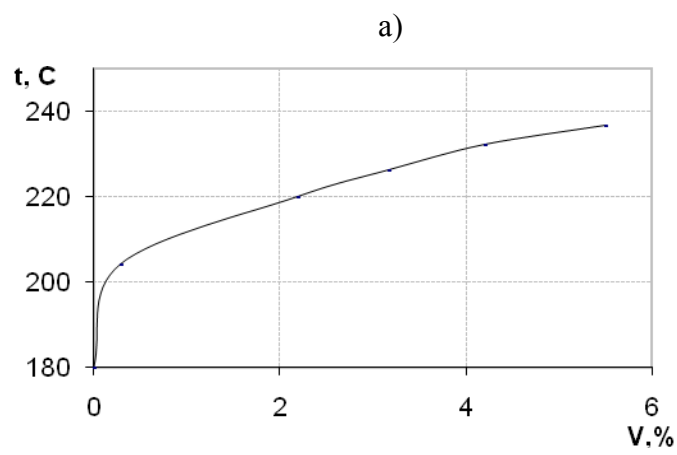
Таблица 2 – Состав пиролизного газа

| H ₂ | CH ₄ | CO | CO ₂ | N ₂ | C _n H _m | H ₂ S | A |
|----------------|-----------------|------|-----------------|----------------|-------------------------------|------------------|-----|
| 22,7 | 16,2 | 20,8 | 19,12 | 2,29 | 15,54 | 2,65 | 0,7 |

По результатам численных экспериментов [5] определены моменты перехода от режима сушки к режиму выхода отдельных летучих компонентов. Установлено, что процесс выделения летучих веществ в окислительной среде протекает в области низких температур 200-500°C. Для этих условий суммарный выход летучих компонентов во времени представлен графиком на рис.5.

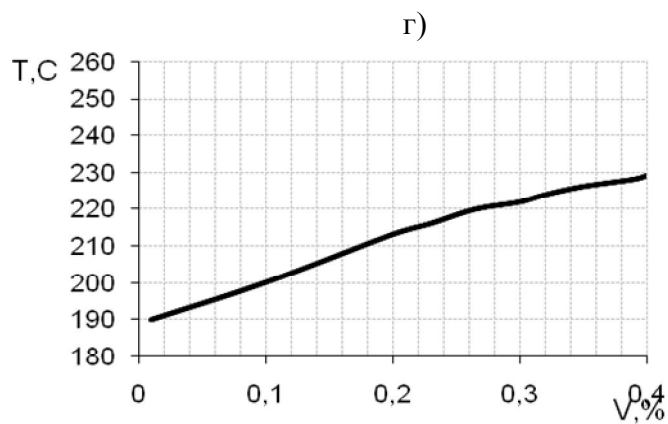
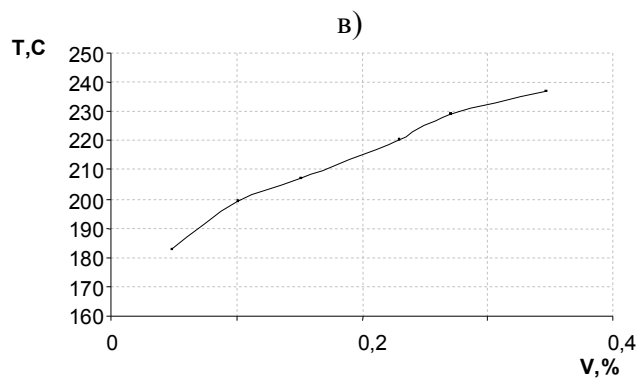
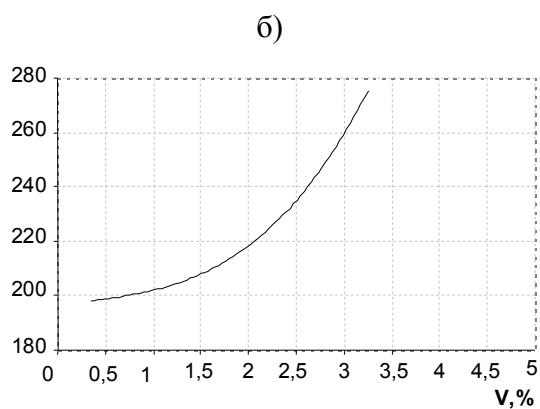
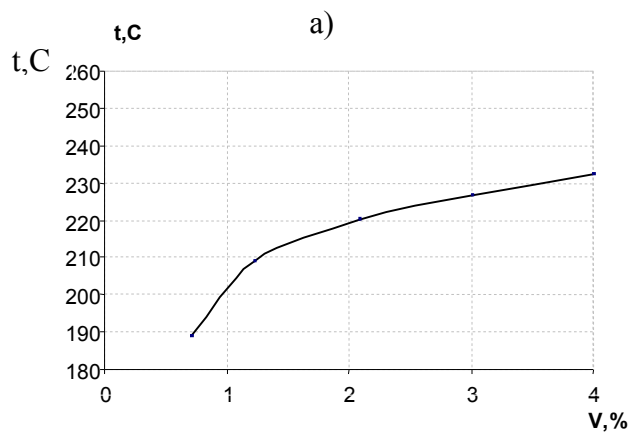
Соответственно результатам квазистатического и суммарного выхода летучих наблюдается выделение метана, процентное содержание которого увеличивается на 0,5% примерно через 160 секунд с ростом температуры до 420°C. Интенсивное выделение водорода начиналось примерно в пределах температур 280-400°C до 22% от суммарного выхода, что приводит к увеличению летучих в 1,5 раза при нагревании топлива, что, в свою очередь, окажет большое влияние на процесс горения газа с малой потерей тепла и невысокой температурой воспламенения исследуемого газа (490°C). Однако, было выявлено, что количество CO₂ с ростом температуры уменьшается. Это может быть связано с тем, что при увеличении температуры протекает следующая реакция:





а) водород; б) метан; в) тяжелые углеводороды

Рисунок 3 – Квазистатический выход летучих из частиц биомассы



а) оксид углерода; б) диоксид углерода; в) азот; г) сероводород
Рисунок 4 – Квазистатический выход летучих из частиц биомассы

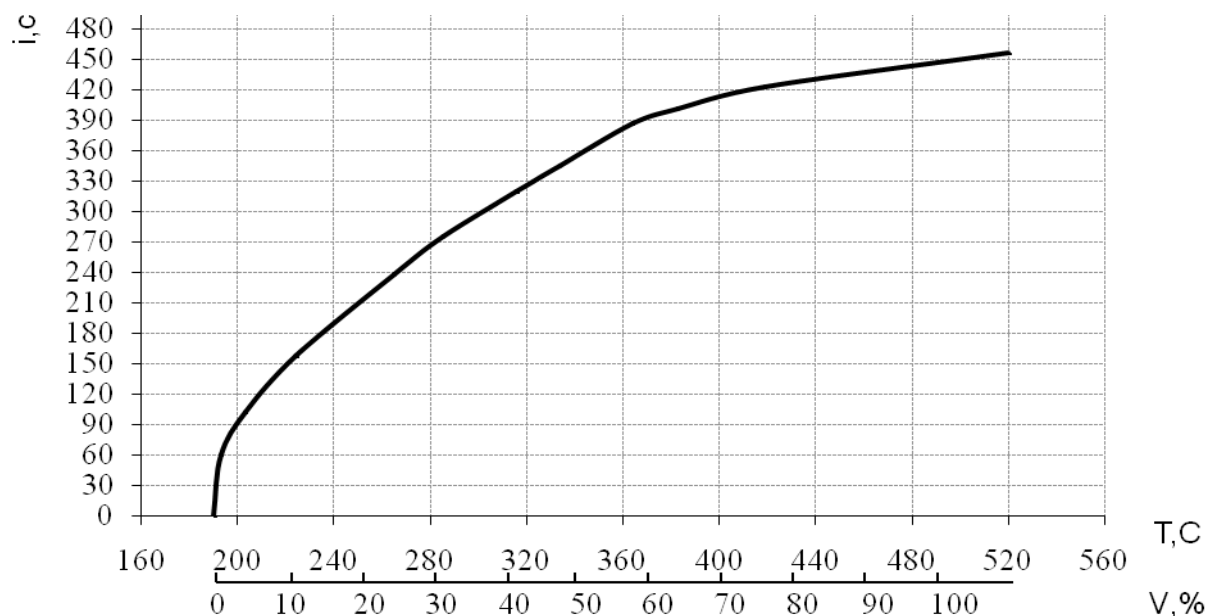


Рисунок - 5 Суммарный выход летучих компонентов

Сопоставляя полученные экспериментальные данные с результатами математической модели [6], можно сделать вывод, что с ростом температуры количество пиролизного газа в газовой смеси увеличивается, что связано в первую очередь с более полным разложением частиц биомассы. Так по сравнению с объёмом газовой смеси при температуре 220°C объём пиролизного газа при температурах 260, 320, 380 и 420°C увеличивается соответственно в 1,04, 1,21, 1,3 и 1,61 раза. Количество углеводородов в получаемой газовой смеси с ростом температуры также возрастает и достигает максимума при температуре 420°C, превышая значение, соответствующее температуре 200°C, в 2,1 раза.

Выводы. Анализ полученных результатов показывает, что наибольшее влияние на образование водорода, метана, оксида углерода и тяжелых углеводородов оказывает температура. Процесс пиролиза должен реализовываться в диапазоне температур 370-420°C. При этом можно выделить четыре стадии пиролиза:

- 120-150°C – подаваемый в камеру пиролиза материал освобождается от влаги;
- 275°C – отходящие газы состоят в основном из оксида углерода, диоксида углерода и азота;
- 280-350°C – начинаются экзотермические реакции, в процессе которых выделяется сложная смесь летучих химических веществ (кетоны, альдегиды, фенолы, эфиры);
- свыше 350°C – выделяются все типы летучих соединений; одновременно с образованием СО происходит увеличение образования водорода, часть углерода сохраняется в форме древесного угля, смешанного с зольными остатками.

Полученные экспериментальные данные по динамике термического разложения биомассы в условиях нагрева отражают сложную зависимость выхода индивидуальных компонентов суммарного газа как от температуры, так и от времени протекания процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гелетуха Г.Г. Современное состояние и перспективы развития биоэнергетики в Украине / Г.Г.Гелетух., Т.А.Железна // Промышленная теплоэнергетика. – 2005. – № 1. – С.78-85.

2. Карпенко Е.М. Основные этапы совершенствования способов сжигания твердых топлив и их наиболее перспективные современные направления / Е.М.Карпенко, В.Е.Мессерле, В.С.Перегудов // Теплоэнергетика. – 2003. – № 12. – С.42.
3. Кожурин В.Н. Пиролизный газ из отходов растениеводства / В.Н.Кожурин // Энергообеспечение и энергоснабжение в сельском хозяйстве. – 2006. – № 4. – С.319-324.
4. Стеблинин А.Н. Технология быстрого низкотемпературного превращения растительного сырья в жидкое топливо / А.Н.Стеблинин, И.Э.Миневич // Энергообеспечение и энергоснабжение в сельском хозяйстве. – 2006. – № 4. – С.345-349.
5. Золотовская Е.В. Моделирование тепломассообмена в камере пиролиза / Е.В.Золотовская // Вісник ДДАУ. – 2009. – № 2. – С.208-211.
6. Золотовская Е.В. Влияние технологических режимов термообработки биомассы на качественный состав пиролизного газа / Е.В.Золотовская, А.С.Миронов // Вісник ДДАУ. – 2010. – № 1. – С.75-80.

УДК 532.5.072.12

САЙКО Е.Н., аспирант

Днепродзержинский государственный технический университет

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПЕРЕДАЧИ ТЕПЛА В ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛАХ

Введение. Пористые материалы представляют собой своеобразный класс неупорядоченных сред, особенности которых затрудняют применение традиционных методов описания структуры [1]. Исследование структуры таких материалов позволяет адекватно описать параметры строения, а также связать их с теплофизическими характеристиками. Широкий диапазон структурных и теплофизических свойств пористых материалов дает возможность использовать их в самых разнообразных условиях.

Постановка задачи. Конвективный теплообмен, возникающий в порах материала, протекает в ограниченном размерами пор и микрозазоров на стыке частиц пространстве. Ограниченность пространства препятствует возникновению конвективных токов газа, заполняющего поры, под действием температурного градиента. Таким образом, вследствие замкнутости объема пор материала и наличия восходящих и нисходящих потоков сильно усложняются условия движения среды. Они зависят от геометрических размеров (диаметра пор), рода вещества, заполняющего поровое пространство, а также условий теплообмена. Молекулярные процессы тепло- и массопереноса в неподвижной газовой фазе могут, в макроскопическом смысле, самопроизвольно потерять устойчивость и смениться на более интенсивные конвективные режимы переноса. Гравитационная конвекция возникает спонтанно в слое газа с неустойчивыми концентрационными или температурными распределениями плотности. Капиллярная конвекция имеет место у межфазных границ подвижных сред вследствие зависимости поверхностного натяжения от температуры или концентрации, что приводит к появлению градиентов поверхностного натяжения.

В работе [2] получено приближенное выражение для величины минимального температурного градиента β , необходимого для образования конвекционных токов в пористой среде.

Процесс конвективного теплообмена принято рассматривать как элементарное явление теплопроводности, вводя при этом понятие эквивалентного коэффициента теплопроводности $\lambda_{экр}$, выражающего изменение кондуктивной теплопроводности вследствие конвекции.

Получим величину безразмерного коэффициента увеличения теплопроводности

при наличии конвекционных токов, называемую коэффициентом конвекции [3]:

$$\varepsilon_k = \lambda_{\text{экв}} / \lambda, \quad (1)$$

где λ – коэффициент теплопроводности среды.

В критериальной форме формула, выражающая возникновение конвекционных токов, имеет вид:

$$Ra = Gr \cdot Pr \geq 10^3; \quad (2)$$

здесь Ra – критерий Релея, а Gr и Pr – критерии Грасгофа и Прандтля соответственно:

$$Gr = g\beta_0\Delta t \frac{d^3}{\nu^2}; \quad (3)$$

$$Pr = \frac{\nu}{a}. \quad (4)$$

Поскольку циркуляция среды обусловлена разностью плотностей нагретых и холодных частиц и определяется критерием Релея [4], то и ε_k должно быть функцией того же аргумента, т.е.

$$\varepsilon_k = f(Ra). \quad (5)$$

При малых значениях аргумента $Ra < 10^3$ (или $\lg Ra < 3$) значение функции $\varepsilon_k = 1$ ($\lg \varepsilon_k = 0$). Это означает, что при малых значениях Ra теплопередача в порах обуславливается только теплопроводностью воздуха. При значении $10^3 < Ra < 10^6$ коэффициент конвекции

$$\varepsilon_k = 0,105Ra^{0,3}. \quad (6)$$

При значении $10^6 < Ra < 10^{10}$ коэффициент конвекции

$$\varepsilon_k = 0,40Ra^{0,2}. \quad (7)$$

Для оценки доли теплопередачи конвекцией в закрытой поре дисперсного материала, в котором поровое пространство заполняет воздух, выполним расчет по формулам (1)-(7). Принимая диапазон значений диаметра закрытой поры от 0,5 мм до 3,0 мм, перепад температур на границах поры до 20⁰С (максимальный для закрытой поры), определим наличие конвекционных токов в закрытой поре в диапазоне температур - 110⁰С...+1000⁰С. Результаты расчета приведены на рис.1.

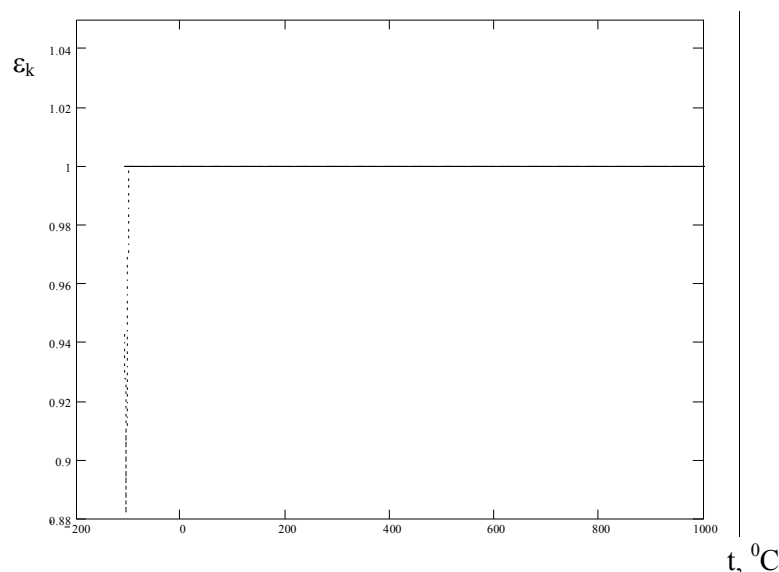
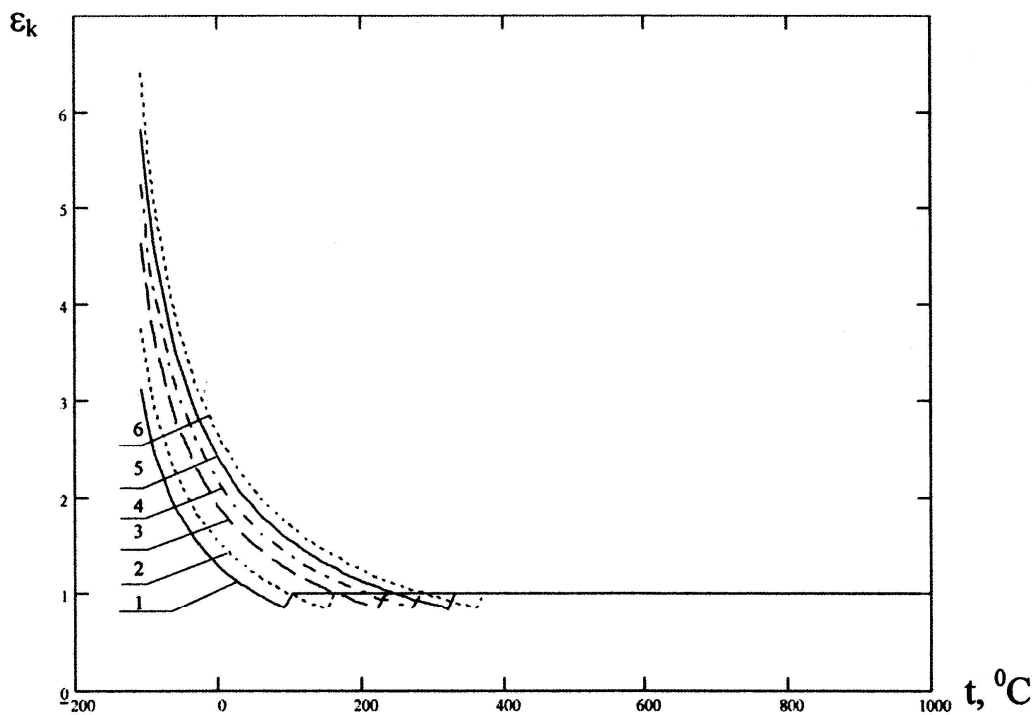


Рисунок 1 – Зависимость коэффициента конвекции от температуры для закрытой поры

Для оценки доли теплопередачи конвекцией в открытой поре дисперсного материала выполним аналогичный расчет. Принимая диапазон значений диаметра открытой поры от 9,0 мм до 20,0 мм, перепад температур на границах поры до 100°C (максимальный для открытой поры), определим наличие конвекционных токов в открытой поре в диапазоне температур $-110^{\circ}\text{C} \dots +1000^{\circ}\text{C}$. Результаты расчета приведены на рис.2.



значения коэффициента конвекции при диаметрах поры:

1 – $d=9$ мм; 2 – $d=11$ мм; 3 – $d=14$ мм; 4 – $d=16$ мм; 5 – $d=18$ мм; 6 – $d=20$ мм

Рисунок 2 – Зависимость коэффициента конвекции от температуры для открытой поры

Результаты работы. Результаты расчетов показали, что в воздушных порах диаметром менее 3,0 мм при наличии в поре перепада температур, равного 20°C , в диапазоне температур $-110^{\circ}\text{C} \dots +1000^{\circ}\text{C}$ конвекция отсутствует. Начало возникновения конвекции имеет место при диаметре поры, составляющем 3 мм, и наличии перепада температур, равного 20°C , но исключительно в диапазоне $-110^{\circ}\text{C} \dots -105^{\circ}\text{C}$. При дальнейшем возрастании температуры возникновение конвекционных токов не наблюдается.

Из результатов расчетов, представленных на рис.2 видно, что в воздушных порах диаметром от 9,0 мм до 20,0 мм при наличии в поре перепада температур, возрастающего от 40°C до 100°C , в исследованном интервале температур наблюдается наличие конвекционных токов. Для поры диаметром 9,0 мм при минимальном перепаде температур 40°C конвекция возникает в интервале температур от -110°C до $+100^{\circ}\text{C}$. Дальнейшее возрастание температуры не приводит к возникновению конвективного тока. Для данной поры при перепаде температур 100°C конвекция возникает в интервале температур от -110°C до $+190^{\circ}\text{C}$. Для поры диаметром 20,0 мм при минимальном перепаде температур 40°C конвекция возникает в интервале температур от -110°C до $+370^{\circ}\text{C}$. Для данной поры при перепаде температур 100°C конвекция возникает в интервале температур от -110°C до $+530^{\circ}\text{C}$. При дальнейшем возрастании температуры возникновение конвекционных токов не наблюдается.

Анализируя характер кривых зависимости коэффициента конвекции ϵ_k от температуры (рис.1, 2), можно сделать вывод, что при приближении к температуре, при которой конвективный ток прекращается, происходит небольшой рост коэффициента конвекции (кривая имеет некоторый «скачок») от минимально возможной величины (при определенном температурном перепаде в поре) к $\epsilon_k=1$.

С увеличением температуры происходит снижение интенсивности теплопередачи путем конвекции, что можно объяснить взаимными помехами в движении поднимающихся и опускающихся потоков воздуха (влияние внутреннего трения воздуха о частицы) вследствие ограниченности пространства.

Теплопередача в ячейке (поре) представляет собой сложный комплексный процесс. Рассматривая долю конвективной составляющей передачи тепла в общей теплопередаче в порах дисперсного материала, можно заключить, что конвекция преобладает над лучистым теплопереносом в области температуры $t=+25^{\circ}\text{C}$ и умеренных температур порядка и ниже 100°C . С учетом того, что состав переходит во вспученное состояние в диапазоне $t=500-800^{\circ}\text{C}$, а применяется как теплоизолирующий материал в диапазоне до 1000°C , вклад отдельных составляющих (конвекция, излучение, теплопроводность) в общий теплоперенос зависит от температурных условий, при которых применяется данный материал. Следует заметить, что элементарные виды теплообмена не обособлены и в чистом виде не встречаются. Как правило, на практике одновременно имеют место все виды теплообмена, поэтому количественная оценка вклада каждого из них в общую теплопередачу затруднена.

Из приведенных расчетов видно, что влияние степени замкнутости пор на теплопроводность дисперсных материалов неоднозначно. При отрицательных, нормальных и повышенных температурах оно проявляется по-разному. Кинематическая вязкость воздуха в пределах температур от $+330^{\circ}\text{C}$ до -110°C уменьшается в 13,2 раза ($\nu_{-110}=3,938 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\nu_{+330}=5,2223 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$). Воздух становится более текучим. В результате его конвекция внутри пористого материала возрастает. Поэтому для тепловой изоляции сооружений и оборудования, эксплуатируемого при отрицательной температуре, предпочтительны материалы с мелкой замкнутой ячеистой структурой. При невысоких положительных температурах воздух расширяется и в случае открытой пористости частично вытесняется из материала. Поэтому для ограждающих конструкций, работающих при невысокой положительной температуре, целесообразно применять материалы с равномерно распределенной открытой пористостью.

Выводы. Таким образом, теплопроводность пористого материала является сложной функцией, зависящей как от свойств пористой матрицы (удельная поверхность, форма и размер пор, пористость), так и от физико-механических свойств материала. Вклад различных составляющих теплопроводности в изменение коэффициента теплопроводности пористого материала зависит от температурного режима. Следует заметить, что элементарные виды теплообмена не обособлены и в чистом виде не встречаются. Как правило, одновременно имеют место все виды теплообмена, поэтому количественная оценка вклада каждого из них в общую теплопередачу затруднена.

Коэффициент теплопроводности самого материала равен некоторой средней величине теплопроводности основного вещества материала и теплопроводности воздуха, содержащегося в порах. Чем меньше пор в материале, тем больше коэффициент теплопроводности и наоборот. Однако единой для всех материалов зависимости между теплопроводностью материала и его плотностью не существует, т.к. на величину коэффициента теплопроводности оказывают влияние, кроме пористости, также размеры пор и структура материала. При одинаковой пористости величина теплопроводности будет тем больше, чем крупнее поры материала, так как с увеличением размера пор повышается коэффициент теплопроводности воздуха, заключенного в порах. Кроме того, имеет

значение, будут ли поры замкнуты или сообщающиеся. В открытых порах в материале могут возникать конвекционные потоки воздуха, что приводит к увеличению его коэффициента теплопроводности. Но в крупных порах имеет место большая разность температур стенок пор, чем в мелкопористых материалах, это же влечет, в свою очередь, к увеличению лучистого теплообмена в порах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гладков С.О. Физика пористых структур / С.О.Гладков. – М.: Издательство «Наука», 1997. – 175с.
2. Чудновский А.Ф. Теплофизические характеристики дисперсных материалов / А.Ф.Чудновский. – М.: Гос. издательство физико-математической литературы, 1962. – 456с.
3. Шейдеггер А.Э. Физика течения жидкостей через пористые среды / А.Э.Шейдеггер. – М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2008. – 254с.
4. Васильев Л.Л. Теплофизические свойства пористых материалов / Л.Л.Васильев, А.С.Танаева. – Минск: Наука и техника, 1971. – 265с.