

И. Ш. Абдуллин, М. Х. Бренерман, М. Ф. Шаехов,
А. В. Герасимов

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СУБЛИМАЦИИ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПОРОШКОВ В ПЛАЗМЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ. ЧАСТЬ 1

Ключевые слова: ВЧИ –плазмотрон, ультрадисперсный порошок, сублимация, эйлерово-лагранжево моделирование.

Низкотемпературная плазма с содержащимся в ней ультрадисперсным порошком классифицируется как газозвесь с сильно разреженной твердой фазой. Для моделирования тепломассообмена в такой среде предложен комбинированный эйлерово-лагранжев подход. Кинетика отдельных частиц моделируется случайными траекториями, сублимация при следовании по траектории описывается моделью двухфазной сплошной среды. Учитывается обратное влияние частицы на плазму. Данный подход позволяет рассчитать максимальную производительность процесса сублимации.

Keywords: cold plasma, ultra dispersed powder, two phase flow heat & mass transfer, Eulerian- Lagrangian approach .

“Cold” plasma (about 10kK) containing ultra dispersed powder is gas-solid flow with very rarefied solid component. For modeling of such flow the combined Eulerian – Lagrangian approach is used. Particle kinetics is modeled by random trajectories, particle-plasma interaction is modeled by two-phase continuous medium conception. We also take into consideration reverse influence of particle on plasma. The suggested model allows to calculate output capacity of sublimation process.

1. Физические оценки и выбор модели

Вопросам динамики взаимодействия плазмы атмосферного давления с минеральными порошками посвящены сотни как экспериментальных, так и теоретических работ. Современное состояние вопроса приведено в [1].

В большинстве реализованных к настоящему моменту технологий плазменная обработка минеральных порошков проводится в высокочастотных индукционных (ВЧИ) плазмотронах.

В качестве входного сырья используются частицы размером от 50 до 300 мкм. На выходе получают сфероидизированные оплавленные частицы, используемые для нанесения покрытий и как наполнитель. В последнее время ВЧИ плазмтроны стали использовать для получения путем сублимации и последующей кристаллизации минеральных нанопорошков, в частности диоксида кремния [2],[3].

В этом случае частицы исходного сырья имеет средний размер 10 мкм, и динамика теплообмена отдельной частицы с плазмой становится другой, а именно: частица сублимируется, не проходя стадию расплава. Предложенные в [1] математические модели градиентного нагрева частицы в плазме подлежат коррекции по следующим причинам:

1. Так как вся поступающая на поверхность частицы энергия плазмы идет на сублимацию, то температура внутри частицы не меняется, и уравнения, описывающие теплообмен между частицей и плазмой достаточно решать только в области, заполненной плазмой с учетом подвижности границы этой области (за счет уменьшения размера частицы при испарении).

2. В предложенных в [1] моделях предполагается, что плазма является термостатом, т.е. заполняет бесконечную по сравнению с

радиусом частицы область с постоянной температурой и, следовательно, с бесконечной тепловой энергией. Такое приближение допустимо, когда порошка в плазме «мало». Практический же интерес представляет работа плазмтрона в режиме максимальной загрузки. В этом случае тепловой ресурс плазмы становится ограниченным и, соответственно, меняются граничные условия для уравнений теплообмена.

В данной работе предлагается математическая модель сублимации в условиях предельной загрузки, которая позволяет, в частности, оценивать время сублимации. Время сублимации является одним из ключевых параметров для определения предельной загрузки и, как следствие, предельной производительности.

Рассматривается ВЧИ плазмтрон с вертикальной цилиндрической рабочей камерой, в которой сверху вниз движется аргоновая плазма с температурой 8 – 10 кК. В поток через боковой или центральный питатель вводится порошок диоксида кремния дисперсностью около 10 мкм. Частицы порошка при движении по потоку сублимируются, получившийся пар на выходе из камеры конденсируется в нанометрические кристаллические частицы. Математическая модель эволюции частицы в общем случае распадается на четыре модели.

1. Модель электромагнитного поля и сопутствующего поля температур плазмы..

2. Модель поля скоростей потока и траектории одиночной частицы в нем.

3. Модель тепло и массообмена одиночной частицы с плазмой при движении по траектории..

4. Стохастическая модель эволюции диспергированной фазы в целом. Необходимость стохастического моделирования кинетики одиночных частиц диктуется наличием таких случайных факторов как размер частицы и неустойчивость ее траектории.

Ключом к математическому описанию всего процесса является решение задачи о сублимации отдельной частицы (п.3), чему посвящается данная работа.

Предварительно сделаем некоторые оценки, соответствующие условиям процесса сублимации частиц диоксида кремния, описанного в [2], [3]. Для этих оценок принимаются типичные по порядку значения теплофизических и гидродинамических параметров минеральных порошков и гидродинамических параметров плазменного течения.

1. При скорости плазмы $v = 5$ м/с; температуре $T = 10$ кК, и диаметре частицы 10 мкм число Рейнольдса при обтекании частицы равно $Re = 0,02 \ll 1$. Следовательно, справедлив закон Стокса, и предельная скорость частицы относительно потока равна:

$$v_s = \frac{2r^2 g(\rho_2 - \rho_p)}{\eta_{Ar}} = 4,7 \cdot 10^{-3} \text{ м/с} \quad (1)$$

Можно считать, что в данных условиях частица увлекается потоком. Это, в свою очередь означает, что входящее в коэффициент конвективного теплообмена число Нуссельта равно $Nu = 2$. Здесь ρ_s, ρ_p - плотности частицы и плазмы, η - динамическая вязкость плазмы, r - радиус частицы.

2. Введем понятие «сферы влияния» для данной частицы. Это сфера из плазмы в которой содержится достаточно тепла для сублимации данной частицы. Радиус такой сферы из энергетических соображений и кинетической теории может быть определен по формуле:

$$R = \sqrt[3]{\frac{Q}{2\pi n_{Ar} k (T_p - T_k)}} - R_{Si}$$

где Q - теплота испарения частицы, n_{Ar} - концентрация атомов аргона в плазме, R_{Si} - радиус частицы. При значениях $R_{SiO_2} = 10$ мкм, $T_p = 8$ кК радиус сферы влияния равен

$$R = 0,265 \text{ мм.} \quad (2)$$

Для режима предельной загрузки плазмотрона будем рассматривать область плазмы заполненной сферами плотной упаковки. Известно, что эти сферы заполняют 74% от всего объема пространства. Отсюда следует, что концентрация частиц порошка равна

$$n_{SiO_2} = \frac{0,74 \cdot 3}{4\pi R^3} = 0,94 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}.$$

Оценим по этой концентрации среднюю длину свободного пробега частицы порошка по формуле кинетической теории:

$$l = \frac{1}{\sqrt{2} \pi (2R_{SiO_2})^2 n_{SiO_2}} = 0,22 \text{ м} \quad (3)$$

Поэтому при реальных размерах рабочей камеры

0,08 – 0,2 м взвесь частиц можно считать бесстолкновительной.

Предельная производительность плазмотрона без учета тепловых потерь и времени, уходящего на сублимацию может быть оценена так:

$$M = \frac{4\pi r^3 \rho n_{SiO_2} P}{3},$$

где P – объемный расход плазмы. При реальном расходе 7 м³/час сублимируется около 100 г порошка.

При расчетах межфазного теплообмена в двух фазных аэрозолях, газовзвешях, эмульсиях, суспензиях применяются две основных модели.

Первая широко распространенная модель *взаимопроникающих континуумов* (Эйлерово представление) (continous mixture model) подробно описана в [4]. В ней несущая и диспергированная фазы представляются как сплошные среды, заполняющие одну и ту же область пространства. Функции, описывающие макроскопические характеристики обеих сред непрерывны и имеют одну и ту же область определения. Уравнения кинетики и взаимодействия фаз выбираются в классическом виде. В работе [6] при моделировании диффузии в плазме использовалось Эйлерово представление.

Вторая – модель “блуждающих фаз” описана, например, в [5]. В ней несущая и диспергированная фазы не предполагаются сплошными (Эйлерово = Лагранжево или Лагранжево-Лагранжево представление). При Эйлерово-Лагранжевом подходе диспергированная фаза моделируется частично в соответствии с движением несущей фазы (Лагранжево моделирование на макроуровне). Взаимодействие отдельной частицы с несущей фазой выбирается в классическом виде (Эйлеров подход на микроуровне). Отметим, что в [1] без указания на то фактически применен Эйлерово-Лагранжев подход.

В нашей ситуации в силу оценок (2) и (3) среднее расстояние между частицами порошка, а также длина свободного пробега на порядки выше размеров частиц, и диспергированная фаза не удовлетворяет приближению сплошной среды. Поэтому мы выбираем Эйлерово-Лагранжев подход.

В силу оценки (1) будем считать, что частица “носит с собой” свою сферу влияния. Так как сферы влияния плотно упакованы, то частица потребляет тепло только из своей сферы влияния, внешняя поверхность сферы влияния теплоизолирована. Наконец, в некотором приближении, будем считать, что частица имеет сферическую форму (такое приближение принято в большинстве работ, см [1]).

Теплообмен между плазмой и частицей внутри сферы влияния описывается смешанной краевой задачей для уравнения теплопроводности в шаровом слое плазмы, внутри которого находится твердая частица (в декартовых координатах):

$$r = \sqrt{\sum x_i^2}:$$

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{\lambda_p}{c_p \rho_p} \Delta T_p, \quad R_1(t) < r < R_2 \quad (4)$$

$$\lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial n} \Big|_{R_{1+}} = -\alpha(T_p \Big|_{R_{1+}} - T_s), \quad \frac{\partial T_p}{\partial n} \Big|_{R_{2+}} = 0 \quad (5)$$

$$T_p(r, 0) = T_p^1(r), \quad \frac{dR_1}{dt} = -\frac{\alpha(T_p(R_1(t), t) - T_s)}{\rho_s L_u} \quad (6)$$

Здесь T, λ, c, ρ – температура, теплопроводность, удельная теплоемкость и плотность. Индекс p относится к плазме, индекс s – к частице, α – коэффициент конвективного теплообмена на границе частицы, L_u – удельная теплота испарения материала частицы. R_2 – радиус сферы влияния, $R_1(t)$ – переменный радиус частицы, $T_p^1(r)$ – начальное распределение температуры по радиусу.

Второе из уравнений (6) описывает изменение размера частицы в процессе сублимации, краевая задача (4) – (6) является задачей с подвижной границей, при этом радиус границы. Сам зависит от решения (4)-(5). Задача (4)-(5) может быть решена методом Фурье.

II. Решение системы уравнений теплопроводности (4)-(6)

Рассмотрим характерные масштабы температуры, времени и длины T_0, t_0, l_0 и введем безразмерные переменные. Все безразмерные переменные обозначены штрихом.

$$T_p = T_0 T'_p, \quad t = t_0 t', \quad x_i = l_0 x'_i, \quad r = l_0 r', \quad x'_i = \frac{x_i}{l_0},$$

$$R_1 = l_0 R'_1, \quad R_2 = l_0 R'_2, \quad R'_1 < r' < R'_2, \quad T_s = T_0 T'_s,$$

$$\bar{n}' = \bar{n} / l_0, \quad |\bar{n}'| = 1 / l_0.$$

В безразмерных переменных задача (4)-(6) имеет вид:

$$\frac{\partial T'_p}{\partial t'} = \frac{\lambda_p t_0}{c_p \rho_p l_0^2} \Delta T'_p, \quad R'_1 < r' < R'_2, \quad (7)$$

$$\frac{\partial T'_p}{\partial \bar{n}'} \Big|_{R'_{1+}} = -\frac{\alpha l_0}{\lambda_p} (T'_p \Big|_{R'_{2+}} - T'_s), \quad \frac{\partial T'_p}{\partial \bar{n}'} \Big|_{R'_{2+}} = 0, \quad (8)$$

$$T'_p(r', 0) = T_p^1(l_0 r') / T_0;$$

$$-\frac{dR'_1}{dt'} = \frac{\alpha T_0 t_0}{\rho_s L_u l_0} (T'_p \Big|_{R'_{1+}} - T'_s \Big|_{R'_{1-}}). \quad (9)$$

Уравнения (7)-(9) содержит безразмерные критерии:

$$K_1 = \frac{\lambda_p t_0}{c_p \rho_p l_0^2} - \text{число Фурье},$$

$$K_2 = \frac{\alpha l_0}{\lambda_p} - \text{число Нуссельта (Био)},$$

$$K_3 = \frac{\alpha T_0 t_0}{\rho_s L_u l_0} - \text{число Вг (термин условен)}.$$

Из соображений физической симметрии будем искать сферически симметричные решения (7)-(9), зависящие только от r и t : $T'_p = T'_p(r, t)$.

Введем новую функцию:

$$v'(r', t') = r' T'_p(r', t').$$

В полярных координатах задача (7)-(9) после серии тождественных преобразований приобретает вид:

$$\frac{\partial v'}{\partial t'} = K_1 \frac{\partial^2 v'}{\partial r'^2}, \quad R'_1 < r' < R'_2, \quad (10)$$

$$\left[\frac{\partial v'}{\partial r'} - \frac{1 + K_2 r'}{r'} v' \right]_{R'_{1+}} = -r' K_2 T'_s,$$

$$\left(\frac{\partial v'}{\partial r'} - \frac{v'}{r'} \right) \Big|_{R'_{2+}} = 0 \quad (11)$$

$$v'(r', 0) = r' T_p^1(r' l_0) / T_0; \quad (11')$$

$$\frac{dR'_1}{dt'} = -K_3 \left(\frac{v'}{r'} \Big|_{R'_{1+}} - T'_s \Big|_{R'_{1-}} \right) \quad (12)$$

Рассмотрим сначала задачу (10)-(11') и соответствующие задачи (7)-(9) и (4)-(6) без условия подвижности границы. Они могут быть решены методом Фурье.

Переведем (10)-(11') задачу на отрезок

$$0 \leq r^* \leq R_2 \quad \text{по}$$

$$\text{переменной} \quad r^* = a r' + b; \quad r' = \frac{r^* - b}{a},$$

$$a = \frac{R'_2}{R'_2 - R'_1} > 0; \quad b = -\frac{R'_1 R'_2}{R'_2 - R'_1} < 0; \quad 0 < r^* < R'_2; \quad R'_1 < r' < R'_2. \quad (13)$$

Введем функцию

$$v^*(r^*, t') \stackrel{\text{def}}{=} v' \left(\frac{r^* - b}{a}, t' \right). \quad (14)$$

Замена (13)-(14) переводит задачу (10)-(11') в такую:

$$\frac{\partial v^*}{\partial t'} = a^2 K_1 \frac{\partial^2 v^*}{\partial r^{*2}} \quad (15)$$

$$a \frac{\partial v^*}{\partial r^*} - \frac{1 + K_2 \frac{r^* - b}{a}}{\frac{r^* - b}{a}} v^* = -\frac{r^* - b}{a} K_2 T'_s, \quad r^* = 0 \quad (16)$$

$$\left(\frac{\partial v^*}{\partial r^*} - \frac{v^*}{r^* - b} \right) \Big|_{R_{2+}} = 0, \quad (16')$$

$$v^*(r^*, 0) = \frac{r^* - b}{a} T_p^1 \left(\frac{r^* - b}{a} l_0 \right) / T_0 \quad (17)$$

Переобозначим:

$$\frac{a + K_2(r^* - b)}{a(r^* - b)} = H > 0 \quad (r^* = 0),$$

$$\frac{r^* - b}{a^2} K_2 T'_s = G > 0, \quad (r^* = 0), \quad \frac{1}{r^* - b} = F,$$

$$F > 0 \quad (r^* = R_{2+})$$

Проведем замену, приводящую задачу (15)-(17) к неоднородной задаче с однородными граничными условиями

Положим $v^*(r^*, t') = v_1^*(r^*, t') + U(r^*, t)$,

Тогда $v_1^*(r^*, t')$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial v_1^*}{\partial t'} = a^2 k_1 \frac{\partial^2 v_1^*}{\partial r^{*2}} - \left(\frac{\partial U}{\partial t'} - a^2 k_1 \frac{\partial^2 U}{\partial r^{*2}} \right) \quad (18)$$

с начальными и краевыми условиями

$$v_1^*(r^*, 0) = v^*(r^*, 0) - U(r^*, 0) = \frac{r^* - b}{a} T_p^1 \left(\frac{r^* - b}{a} l_0 \right) / T_0 - U(r^*, 0) \quad (19)$$

$$\frac{\partial v_1^*}{\partial r^*} - H v_1^* = G - \left(\frac{\partial U}{\partial r^*}(0, t') - H U(0, t') \right), \quad r^* = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial v_1^*(R'_2)}{\partial r^*} - F v_1^*(R'_2) = - \left(\frac{\partial U}{\partial r^*}(R'_2, t') - F U(R'_2, t') \right) \quad r^* = R'_{2+} \quad (21)$$

Выберем $U(r^*, t)$ в виде

$$U(r^*, t) = (\gamma r^* + \delta) G$$

и такую, чтобы условия (20), (21) стали однородными

$$\text{Тогда} \quad \begin{cases} \gamma G - H \delta G = -G \\ \gamma G - F(\gamma R'_2 + \delta) G = 0 \end{cases}$$

Решение этой системы:

$$\gamma = \frac{-F}{F - H + F H R'_2} < 0,$$

$$\delta = \frac{F R'_2 - 1}{F - H + F H R'_2} < 0$$

$$U(r^*, t) = \frac{G(-F r^* + F R'_2 - 1)}{F - H + F H R'_2}$$

На функцию $v_1^*(r^*, t')$ получается простая краевая задача:

$$\frac{\partial v_1^*}{\partial t'} = a^2 k_1 \frac{\partial^2 v_1^*}{\partial r^{*2}} \quad (22)$$

$$v_1^*(r^*, 0) = \frac{r^* - b}{a} T_p^1 \left(\frac{r^* - b}{a} l_0 \right) / T_0 - U(r^*, 0) \quad (23)$$

$$\frac{\partial v_1^*(0, t')}{\partial r^*} - H v_1^*(0, t') = 0; \quad r^* = 0 \quad (24)$$

$$\frac{\partial v_1^*(R'_2, t')}{\partial r^*} - F v_1^*(R'_2, t') = 0 \quad r^* = R'_2 \quad (25)$$

Разделяем переменные:

$$v_1^*(r^*, t) = R^*(r^*) \tau^*(t') \quad (26)$$

$$\frac{d^2}{dr^{*2}} R(r^*) + \lambda^2 R(r^*) = 0 \quad (27)$$

$$\frac{dR^*(0)}{dr^*} - H R^*(0) = 0, \quad \frac{dR^*}{dr^*}(R'_2) - F R^*(R'_2) = 0 \quad (28)$$

$$(\tau^*)'(t') + \lambda^2 a^2 K_1 \tau^*(t') = 0 \quad (29)$$

Собственные функции задачи Штурма-Лиувилля (27) – (28):

$$R_n^*(r^*) = \sin(\lambda_n r^* + \varphi_n), \quad (30)$$

где λ_n – положительные корни уравнения

$$\operatorname{tg} \lambda R'_2 = \frac{\lambda(H - F)}{\lambda^2 + FH},$$

а числа φ_n равны:

$$\varphi_n = \operatorname{arctg} \frac{\lambda_n}{H}.$$

Квадрат нормы собственной функции

$$\|R_n\|^2 = \frac{1}{2} \left[R'_2 + \frac{(\lambda_n^2 + FH)(F + H)}{(\lambda_n^2 + H^2)(\lambda_n^2 + F^2)} \right].$$

Решения уравнения (29) при найденных λ_n имеют вид

$$\tau_n^*(t') = C_n \exp(-\lambda_n^2 a^2 K_1 t') \quad (31)$$

Решение уравнения (22) ищется в виде:

$$\begin{aligned} v^*(r^*, t) &= \sum R_n^*(r^*) \tau_n^*(t') = \\ &= \sum C_n \exp(-\lambda_n^2 a^2 K_1 t') \sin(\lambda_n r^* + \varphi_n) \end{aligned} \quad (32)$$

при выполнении начальных условий (23): $t' = 0$

$$v_1^*(r^*, 0) = \sum_1^\infty R_n^*(r^*) \tau_n^*(0) = \sum_1^\infty C_n R_n^*(r^*) \quad (33)$$

$$v^*(r^*, t') = \sum_1^\infty R_n^*(r^*) \tau_n^*(t') + (\gamma r^* + \delta) G = v'(r', t') = \sum R_n^*(ar' + b) \tau_n^*(t') + (\gamma ar' + \gamma b + \delta) G; \quad (34)$$

$$T_p' = \frac{v'}{r'} = \frac{1}{r'} \sum R_n^*(ar' + b) \tau_n^*(t') + (\gamma ar' + \gamma b + \delta) G \quad (35)$$

$$T_p = \frac{T_0 l_0}{r} \sum R_n^*(ar/l_0 + b) \tau_n^*(t/t_0) + (\gamma ar/l_0 + \gamma b + \delta) G \quad (36)$$

Функция (34) дает “точное” решение задачи (10)-(11'), а функции (35) и (36) – “точные” решения задач (7)-(9) и (4)-(6) при условии неподвижности границы.

Алгоритм расчета времени сублимации частицы, т.е. численного решения полной задачи (4)-(6) состоит в следующем. Задача (4)-(5) решается на заранее выбранном малом шаге по времени, после чего пересчитывается радиус частицы по дискретизированному условию (6):

$$R(t + \Delta t) = R(t) - \frac{\alpha}{\rho_s L_u} \left(\frac{T_p(t) + T_p(t + \Delta t)}{2} \Big|_{R_{1+}} - T_s \right)$$

Полученный на первом шаге по времени температурный профиль линейно экстраполируется до нового радиуса и служит начальным условием для решения (4) – (5) на следующем шаге по времени и последующем пересчете радиуса частицы. Вычисления заканчиваются либо когда частица полностью сублимируется, либо когда температура плазмы на поверхности частицы упадет ниже температуры кипения, либо когда частица выходит из плазмонада.. Момент окончания вычислений фиксируется как время сублимации (это одна итерация). Далее вычисления повторяются заново, но с половинным шагом по времени. Результат расчета считается удовлетворительным, если полученные на соседних итерациях времена сублимации отличаются на величину, много

Отсюда

$$\begin{aligned} C_n &= (v_1^*(r^*, 0), R_n^*(r^*)) = \\ &= \left(\frac{r^* - b}{a} T_p^1 \left(\frac{r^* - b}{a} l_0 \right) / T_0 - U(r^*, 0), R_n^*(r^*) \right) = \\ &= \frac{1}{\|R_n^*(r^*)\|^2} \times \\ &\times \int_0^{R_2^*} \left(T_p^1 \left(\frac{r^* - b}{a} l_0 \right) / T_0 - U(r^*, 0) \right) \sin(\lambda_n r^* + \varphi_n) dr^* \end{aligned}$$

В итоге:

меньшую, чем они сами. Возможна также проверка по энергетическому балансу.

Результаты конкретных расчетов при различных комбинациях параметров плазмы и порошка, а также процедура статистического усреднения по ансамблю частиц составляет содержание части 2 данной работы.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ, проект № 2196 базовой части государственного задания.

Литература

1. С.В. Дресвин, С.Г. Зверев. *Теплообмен в плазме*, СПб, издательство политехнического университета, 2008, 212 с.
2. Катнов В.Е., Петрова Е.В., Степин С.Н, Дресвянников А.Ф., Гафаров И.Г., *Вестник Казанского технологического университета*, выпуск 14, 2011, с. 220 – 223
3. Катнов В.Е., Степин С.Н, Гафаров И.Г. Чапчина В.С. Международная научная конференция “Плазменные технологии исследования модификации получения материалов различной физической природы”: сборник материалов конференции / М – во образ. и науки России, Казан. нац. исслед. технол. ун-т – Казань: Изд-во КНИТУ, 2012. – 396 с.
4. Р.И.Нигматуллин, *Динамика многофазных сред*, т.1, М., Наука, 1987, 464с.
5. М.Х.Бренерман, А.Р.Кессель, *Известия РАН, Энергетика*, №3, 1998, 25-32

6. Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С. Применение ВЧ плазмы пониженного давления для газонасыщения

поверхности металлов. // *Вестник Казанского технологического ун-та* – 2003 – .№ 1. с . 172-179.

© **И. Ш. Абдуллин** – д.т.н., профессор, зав. кафедрой плазмохимических и нанотехнологий высокомолекулярных материалов КНИТУ, abdullin_i@kstu.ru; **М. Х. Бренерман** – канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. каф. высшей математики КНИТУ, sibtract@mail.ru; **М. Ф. Шаехов** – д.т.н., проф. каф. плазмохимических и нанотехнологий высокомолекулярных материалов КНИТУ, shaechov@kstu.ru; **А. В. Герасимов** – д.т.н., проф. интеллектуальных систем КНИТУ, gerasimov@kstu.ru.

© **I. Sh. Abdullin** – Prof., KNRTU, abdullin_i@kstu.ru; **M. H. Brenerman** - associate professor KNRTU, sibtract@mail.ru; **M. F. Shaekhov** – Prof., KNRTU, – Prof., KNRTU; **A. V. Gerasimov** – Prof., KNRTU, gerasimov@kstu.ru.