

ГИДРОДИНАМИКА, ТЕПЛО- И МАССООБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ, ЭНЕРГЕТИКА

УДК 533.1, 536.75

И. М. Гильмутдинов, И. И. Гильмутдинов, И. В. Кузнецова,
А. Н. Сабирзянов

МЕХАНИЗМЫ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ И РОСТА ГЕТЕРОГЕННЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ПОЛИЭФИРОВ В ПРОЦЕССЕ БЫСТРОГО РАСШИРЕНИЯ РАСТВОРОВ В КАНАЛЕ И В СВОБОДНОЙ СТРУЕ В ОКОЛОКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ РАСТВОРИТЕЛЯ С УЧЕТОМ ФЛУКТУАЦИЙ

Ключевые слова: зародышеобразование, полиэфир, рост гетерогенных структур, флуктуация.

В настоящей работе предложена математическая модель зародышеобразования и роста частиц из перенасыщенного и переохлажденного флюидного раствора на основе капельной теории вблизи критической точки расширяющегося в канале и в свободной струе флюида. Для учета влияния флуктуаций на процессы гидродинамики, массообмена, фазового равновесия и зародышеобразования использовано кроссоверное уравнение состояния Киселева. Для нахождения полей температуры, давления, плотности и скорости потока использована система уравнений Навье-Стокса, которая решается пакетом программ Ansys Fluent. Поток флюида предполагается двухмерным, осесимметричным, стационарным, вязким и сжимаемым.

Keywords: nucleation, polyester, the growth of heterogeneous structures, the fluctuation.

In this paper, a mathematical model of nucleation and growth of particles and the supercooled supersaturated solution of the fluid based on the theory dropping expandable near the critical point in the channel and the free stream fluid. To account for the effect of fluctuations on the processes of hydrodynamics, mass transfer, phase equilibria and nucleation Used crossover equation of state Kiselyov. To find the fields of temperature, pressure, density and velocity of the flow system used by the Navier-Stokes equations, which is solved by a software package Ansys Fluent. Fluid flow is assumed two-dimensional, axially symmetric, stationary, and viscous compressible.

Введение

В сверхкритических флюидных технологиях (СКФ) технологиях, протекающих с быстрым расширением сверхкритического раствора, достигаются большие перенасыщения растворенного вещества, что способствует образованию субмикронных и наночастиц с узким распределением по размерам. Как правило, вблизи критической точки растворителя традиционные модели зародышеобразования и роста частиц из перенасыщенных флюидных растворов [1,2], ориентированные на регулярную область, оказываются несостоятельными. Околокритические явления начинают проявлять себя в интервале приведенной температуры $0.98 < T/T_c < 1.05$ [3].

В существующих моделях гидродинамики не учитываются присущие околокритическим флюидам явления, связанные с флуктуацией плотности и энтропии. Для описания в переходной области околокритической точки флюида флуктуаций применяют масштабные уравнения состояния. Так же существуют кроссоверные уравнения состояния, которые включают в себя регулярную и переходную флуктуационную области [4]. Применение подобных уравнений состояния влечет за собой учет флуктуаций при описании теплофизических, термических и калорических свойств и термодинамических параметров состояния в околокритической области растворителя, в том числе, коэффициента летучести, что позволяет достоверно рассчитывать массообмен в свободной струе между расширяю-

щимся флюидом и фоновым газом, растворимость и фазовое равновесие.

Флуктуация плотности оказывает непосредственное влияние и на механизмы зародышеобразования, когда размер критического зародыша, согласно существующей теории [1], становится сравним по размерам с кластерами флюида в околокритической области.

В настоящей работе предложена математическая модель зародышеобразования и роста частиц из перенасыщенного и переохлажденного флюидного раствора на основе капельной теории вблизи критической точки расширяющегося в канале и в свободной струе флюида. Для учета влияния флуктуаций на процессы гидродинамики, массообмена, фазового равновесия и зародышеобразования использовано кроссоверное уравнение состояния Киселева [4]. Для нахождения полей температуры, давления, плотности и скорости потока использована система уравнений Навье-Стокса, которая решается пакетом программ Ansys Fluent. Поток флюида предполагается двухмерным, осесимметричным, стационарным, вязким и сжимаемым. Расчет ведется в области капиллярного канала из сосуда бесконечного объема и в свободной струе с ударной волной до и после диска Маха. Физические условия на входе в канал идентичны условиям насыщения флюида субстанцией и полиэфиром. В капиллярном канале учитывается притоки тепла за счет трения флюида об стенки, а после выхода из канала учитывается тепло-массообмен между свободной струей и фоновым

газом, который находится при нормальных физических условиях. В пределах канала расширение предполагается адиабатным.

Математическая модель

Образование и рост частиц в пределах устья расширения и в свободной струе в результате перенасыщения сверхкритического раствора и переохлаждения, согласно капельной теории, происходит за счет двух явлений: образования критических зародышей, способных к дальнейшему росту, и конденсации одиночных молекул на поверхности критических зародышей и на поверхности растущих частиц. Предполагается, что зародышеобразование частиц сферической формы протекает равномерно в каждой точке расширяющегося потока «сверхкритический флюид – субстанция – полиэфир».

Для определения скорости образования критических зародышей за счет перенасыщения используем уравнение [1]:

$$I = 2N_2 \frac{P_2}{\sqrt{2\pi m_2 L^{-1} kT}} \sqrt{\frac{\sigma v_2^2}{kT}} \exp \left[-\frac{16\pi}{3} \left(\frac{\sigma v_2^2}{kT} \right)^{3/2} \left[\frac{1}{LnS - Ky_2^{eq}} \right]^2 \right], \quad (1)$$

где m_2 – молекулярная масса субстанции; v_2^S – молекулярный объем субстанции в твердой фазе ($v_2^S = m_2 / \rho_3^S L$; L – число Авогадро; ρ_3^S – плотность субстанции в конденсированном состоянии); N_2 – концентрация растворенного во флюидной фазе субстанции; y_2 – фактическая молярная доля растворенной субстанции во флюидной фазе; y_2^{eq} – равновесная молярная доля растворенной субстанции во флюидной фазе; S – величина перенасыщения $S = y_2 / y_2^{eq}$; K – коэффициент кристаллизации; σ – поверхностное натяжение на границе флюид – фармацевтическая субстанция; k – константа Больцмана.

Размер критических ядер g^* рассчитывается по уравнению:

$$g^* = \frac{32\pi}{3} \left[\frac{\sigma v_2^{3/2}}{kT} \right]^3 \left[\frac{1}{\ln S - Ky_2^{eq}} \right]^2 \quad (2)$$

Радиус критических ядер находится по уравнению:

$$r^* = 2 \left[\frac{\sigma v_2^S}{kT} \right] \left[\frac{1}{\ln S - Ky_2^{eq}} \right] \quad (3)$$

Для описания поверхностного натяжения индивидуальных веществ в интервале приведенной температуры использовано уравнение, предложенное в работе [3]:

$$\sigma = \sigma_0 (1 - \tau)^{\nu} (1 + b\tau) \quad (4)$$

где, σ_0 – поверхностное натяжение при нормальных условиях, $\tau = T/T_{кп}$, ν и b – константы индивидуальных веществ.

Оценка поверхностного натяжения на границе «зародыш – растворитель» для нано- и субмикронных частиц произведена согласно работе [5]:

$$\sigma = (\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - 2\sigma_1\sigma_2 \cos \alpha_s)^{0.5} \quad (5)$$

где α_s – угол смачивания частицы раствором.

Конденсация одиночной молекулы на g – мерной сферической частице определяется уравнением:

$$F(g) = (48\pi^2 g v_2^S)^{1/3} D (N_2 - N_2^{eq}(g)) \left(\frac{1 + Kn}{1 + 1.71Kn + 1.33Kn^2} \right) \quad (6)$$

где g – количество молекул в частице, $N_2^{eq}(g)$ – равновесная концентрация на поверхности сферической g размерной частицы.

Коэффициент диффузии D растворенного вещества в сверхкритическом растворителе находится по уравнению:

$$D = 7.4 \times 10^{-15} \frac{TM^{1/2}}{\mu \nu^{0.6}} \quad (7)$$

где D измеряется в $\text{м}^2 \text{сек}^{-1}$, M (г моль^{-1}) молекулярный вес растворителя; μ ($\text{кг м}^{-1} \text{сек}^{-1}$) – вязкость чистого растворителя; ν ($\text{см}^3 \text{моль}^{-1}$) – молярный объем твердого растворенного вещества.

Число Кнудсена находится по уравнению:

$$Kn = \frac{\lambda}{d_p} \quad (8)$$

где λ – средний путь свободного пробега молекул, который определяется по уравнению:

$$\lambda = \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\pi m_1}{2kT} \right)^{1/2} \quad (9)$$

Объем критического ядра формирующегося за счет переохлаждения из расплавленного полимера в процессе расширения сверхкритического раствора находится по уравнению:

$$v_* = \frac{32\pi}{2} \chi v_2 \left(\frac{T}{T_{fus} - T} \right)^3 \quad (10)$$

где T_{fus} – температура плавления полимера, χ – корреляционный параметр.

Скорость образования критических зародышей за счет переохлаждения находится по уравнению:

$$J = J_0 \exp \left[-\frac{k_j}{T - T_{fus}} \right] \quad (11)$$

где J_0 – преэкспоненциальный фактор равный 10^{39} частицам/ $\text{м}^3 \cdot \text{с}$, k_j – корреляционный параметр.

Рост частиц из переохлажденного раствора за счет конденсации одиночных молекул определяется по уравнению [6]:

$$G = 3 \left(\frac{\pi}{6} \right)^{1/3} v_2^{2/3} G_0 \exp \left[-K_g \frac{T_{fus}^2}{(T_{fus} - T)^2 T} \right] \quad (12)$$

где G_0 , k_g – корреляционные параметры.

Для математического моделирования процесса зародышеобразования и роста частиц в расширяющемся потоке «сверхкритический CO_2 – метилпарабен – полиэфир», «сверхкритический CO_2 – ибупрофен – полиэфир» в канале постоянного сечения, в свободной струе и в околокритической области растворителя с учетом флуктуаций необходимо значение растворимости в СК CO_2 . В работе для расчёта фазового равновесия использовалась кроссоверное уравнение состояния Киселева [4]. Уравнение состояния находится через безразмерную величину свободной энергии Гельмгольца:

$$\Phi(\delta, t) = \Phi_{id}(\delta, t) + \Phi_r(\delta, t) = \Phi_0(t) + \ln(\delta) + \Phi_r(\delta, t) \quad (13)$$

где, Φ – свободная энергия Гельмгольца, $t=T_c/T$ – безразмерная температура, $\delta = \rho/\rho_c$ – безразмерная плотность, индексы: id – идеальная составляющая, r – остаточная составляющая, θ – зависящая от температуры функция идеального газа. Остаточная (неидеальная) часть свободной энергии Гельмгольца рассчитывается по уравнению:

$$\sum_{m=1}^7 a_m \delta^{im} t^{jm} + \sum_{m=8}^{21} a_m \delta^{im} t^{jm} \exp(-\delta^{k_m}) = \sum_{m=22}^{26} a_m \delta^{im} t^{jm} e^{-\alpha_m(\delta - e_m)^2 - \beta_m(t - \gamma_m)} \quad (14)$$

где $a_m, i_m, j_m, k_m, \alpha_m, \beta_m, \gamma_m$ и e_m индивидуальные параметры для диоксида углерода, приведенные в работе [4].

Согласно теории ренормализационных групп, предложенный в работе [4], уравнение (12) в кроссовом виде пишется:

$$\Phi(\delta, t) = \Phi^{id}(\delta, t) + \Phi^r(\delta, t) = \ln(\delta) + \Phi_0(t) + \Phi^r(\delta, t) \quad (15)$$

где $\hat{\Phi}^r(\delta, t)$ ренормализованная, остаточная часть кроссовой энергии Гельмгольца, которая находится по уравнению:

$$\Phi^r(\delta, t) = \Phi^r(\bar{\eta}, \bar{\tau}) - \Phi_0^r(\bar{\tau}) + \Phi_0^r(t) + \bar{\eta} P_0(\bar{\tau}) - \eta P_0(t) - \ln(\bar{\eta} + 1) + \ln(\eta + 1) - K(\tau) \quad (16)$$

где $\bar{\eta} = \eta Y^{-(\gamma-2\beta)/4\Delta_1}$,

$$\tau = t^{-1} - 1 = \frac{T}{T_c} - 1,$$

$$\bar{\tau} = \tau Y^{\left(\frac{\alpha}{2\Delta_1}\right)}$$

$$\eta = \delta^{-1} - 1 = \frac{\rho_c}{\rho} - 1$$

коэффициент K находится по уравнению [4]:

$$K(\tau) = \frac{1}{2} a_{20} \tau^2 \left(Y^{\left(\frac{\alpha}{2\Delta_1}\right)} - 1 \right) \quad (17)$$

где кроссовая функция Y имеет вид:

$$Y(q) = \left[\frac{q}{1 + (q^2/(1+q))} \right]^{\Delta_1} \quad (18)$$

Для нахождения параметрического переменного q численно методом половинного деления решается нелинейное уравнение вида [4]:

$$\frac{1}{b^2} \left(q^2 - \frac{\tau}{G_i} \right) \left[1 - \frac{1}{4} \left(1 - \frac{\tau}{q^2 G_i} \right) \right] = \left[\frac{\eta + v_1 \eta^3 \exp(-\delta_1 \eta) + d_1 \tau (1 - \tau)}{m_0 G_i^\beta} \right]^2 Y(q)^{(1-2\beta)/\Delta_1} \quad (19)$$

где G_i – число Гизинбурга, $b^2=1.359$ – универсальный линейный параметр модели, $\delta_1=8.5$, параметры m_0, d_1 и v_1 для диоксида углерода равны 0.7012238, -0.1759147, 0.1204884, соответственно.

Критические индексы для диоксида углерода равны:

$$\alpha = 0.11, \beta = 0.325, \gamma = 2 - \alpha - 2\beta = 1.24, \Delta_1 = 0.51$$

Из свободной энергии Гельмгольца уравнение состояния находится по уравнению:

$$\frac{P(\rho, T)}{\rho R T} = 1 + \delta \hat{\Phi}_\delta^r \quad (20)$$

Мольная доля растворенного твердого вещества в сверхкритическом CO_2 находится по уравнению:

$$y_i = \frac{p_i^S}{p \psi_i} \exp \left(V_i^S \frac{P}{R T} \right) \quad (21)$$

где P_i^S – давление насыщенного пара растворенного вещества при данной температуре,

V_i^S – молярный объем растворенного вещества, ψ_i – летучесть, которая рассчитывается по уравнению:

$$\ln \psi_i = z - 1 - \ln z - \frac{1}{R T} \int_\infty^V \left(P - \frac{R T}{V} \right) dV \quad (22)$$

Для уравнения состояния Кисилева (20) летучесть, согласно уравнению (22), переписывается в виде:

$$\ln \psi_i = \Phi^r + \delta \Phi_\delta^r - \ln(1 + \delta \Phi_\delta^r) \quad (23)$$

Давление насыщенного пара рассчитывается по уравнению Антуана [7,8]:

$$\log_{10} P^S = D_a - \frac{K_a}{C_a + T} \quad (24)$$

где D_a, K_a, C_a – постоянные Антуана.

Совместное решение уравнений (13)-(24) позволяет описывать растворимость в широком интервале давлений и температур, включая окрестность критической точки чистого растворителя. Для нахождения полей температуры, давления, плотности и скорости в потоке расширяющегося флюида в канале и в свободной струе использован программный пакет Ansys Fluent. Поток сверхкритического раствора в расширительном устройстве постоянного сечения (рис. 1) рассматривается в настоящей работе двухмерным, стационарным, осесимметричным, вязким и сжимаемым. Расчёт ведется в области капиллярного канала (1-2) и свободной струи (2-3).

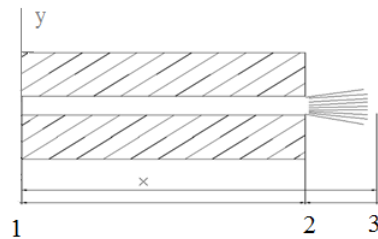


Рис. 1 - Упрощенная схема расширительного устройства: 1-2 - капиллярный канал, 2-3 - свободная струя

Для двухмерной (2D) осесимметричной геометрии потока, уравнение сохранения массы имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v_r) + \frac{\rho v_r}{r} = 0 \quad (25)$$

где ρ - плотность, x - осевая координата, r - радиальная координата, v_x - осевая скорость и v_r - радиальная скорость.

Уравнение сохранения импульса описывается в общем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v} + \nabla(\rho \vec{v} \vec{v})) = -\nabla p + (\nabla \vec{\tau}) + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (26)$$

где ρ - плотность, p - статическое давление, $\vec{\tau}$ - тензор напряжений и $\sim g$ и $\sim F$ являются силой тяжести тела и внешней силой, зависящий от условий задачи. Для 2D осесимметричной геометрии потока, осевые и радиальные уравнения сохранения импульса определяются в виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x}(r \rho v_x v_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_x) = \\ = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[r \mu \left(2 \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{2}{3} (\nabla \vec{v}) \right) \right] + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x} \right) \right] + F_x \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x}(r \rho v_x v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_r) = \\ = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[r \mu \left(\frac{\partial v_r}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \right] + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(2 \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \right] - 2 \mu \frac{v_r}{r^2} + \frac{2}{3} \frac{\mu}{r} (\nabla \vec{v}) + \rho \frac{v_z^2}{r} + F_r \end{aligned} \quad (28)$$

где

$$\nabla \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \quad (29)$$

v_x - осевая скорость, v_r - радиальная скорость, μ - молекулярная вязкость.

Закон сохранения энергии описывается в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla(\rho \vec{v} E + p) = -\nabla \left(\sum_j h_j J_j \right) + S_h \quad (30)$$

В нашем случае уравнение энергии решается в следующей форме:

$$\nabla(\rho \vec{v} E + p) = \nabla \left(k_{eff} \nabla T - \sum_j h_j J_j + (\vec{\tau}_{eff} \vec{v}) \right) \quad (31)$$

где, k_{eff} - коэффициент диффузионного переноса, J_j - диффузионный поток, E - полная энергия.

Система уравнений (20), (25)-(31) решается численно методом конечных элементов. В граничных условиях задаются: геометрия канала (x_{max}, r_{max}), температура ($T_{x=0, r=0}, T_{x=max}$), давление перед входом и на выходе из канала ($P_{x=0, r=0}, P_{x=max}$). Построение расчетной области конечных элементов в виде сетки выполняется в графическом приложении Gambit.

Решение данной модели позволяет описать процессы зародышеобразования и роста частиц в системе «сверхкритический флюид-субстанция-полиэфир» с учетом влияния флуктуаций на процессы гидродинамики, массообмена, фазового равновесия зародышеобразование и рост частиц из перенасыщенного и переохлажденного флюидного раствора вблизи критической точки расширяющегося в капиллярном канале и в свободной струе флюида.

Разработанная модель охватывает процессы зародышеобразования роста частиц в канале и в свободной струе и может быть применена для проектирования технологических процессов RESS, RESAS, PGSS и др.

Условные обозначения:

Z - сжимаемость;
T - температура;
P - давление;
 ρ - плотность;
V - объем;
 m_2 - молекулярная масса субстанции;
 v_2^S - молекулярный объем субстанции в твердой фазе
L - число Авогадро;
 ρ_3 - плотность субстанции в конденсированном состоянии;
 N_2 - концентрация растворенного в флюидной фазе метилпарабена, ибупрофена;
 y_2 - фактическая молярная доля растворенного метилпарабена, ибупрофена в флюидной фазе;
 y_2^{eq} - равновесная молярная доля растворенного метилпарабена, ибупрофена в флюидной фазе;
S - величина перенасыщения;
K - коэффициент кристаллизации;
 σ - поверхностное натяжение на границе флюид - фармацевтическая субстанция;
k - константа Больцмана;
 λ - длина свободного пробега молекул;
D - коэффициент диффузии;
I - скорость образования критических зародышей за счет перенасыщения;
J - скорость образования критических зародышей за счет переохлаждения;
F(g) - конденсация одиночной молекулы на g-мерной частице за счет перенасыщения;
G - показатель конденсации одиночных молекул на поверхности частиц за счет переохлаждения;
 α_s - угол смачивания частицы раствором;
g - количество молекул в частице;
 $N_2^{eq}(g)$ - равновесная концентрация на поверхности сферической g размерной частицы;
 g^* - количество молекул в критическом ядре;
r - радиус критического ядра;
 τ , t - приведенная температура;
 δ - приведенная плотность;
Ф - свободная энергия Гельмгольца;
Y - кроссоверная функция;
 α, β, γ - критические индексы;
q - параметрическая переменная;
Gi - число Гизинбурга;
 m_0, d_1, v_1 - индивидуальные параметры вещества;
 P_i^S - давление насыщенного пара растворенного вещества;
 V_i^S - молярный объем растворенного вещества;
 ψ_i - летучесть;
 D_a, K_a, C_a - постоянные Антуана;
 T_{fus} - температура плавления полимера;
 χ - корреляционный параметр;
 J_0 - преэкспоненциальный фактор равный 10^{39} частицам/м³*с;
 k_j - корреляционный параметр;
 G_0, k_g - корреляционные параметры;
x - осевая координата;
r - радиальная координата;
 g_x - осевая скорость;

$\mathcal{J}_r$ – радиальная скорость;
 k_{eff} – коэффициент диффузионного переноса;
 J_i – диффузионный поток;
 E – полная энергия;
 $\overline{\tau}$ – тензор напряжений.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 12-08-31176 мол_а).

Литература

1. Debenedetti P.G. Homogeneous nucleation in supercritical fluids / P.G. Debenedetti. – ALChE J, 1990. – № 36. – С. 1289.
2. Kwauk X. Mathematical modeling of aerosol formation by rapid expansion of supercritical solutions in a converging nozzle/ X. Kwauk, P.G. Debenedetti// Journal of Aerosol Science. - 1993. - V. 24, №4. - P. 445–469.
3. М.А. Анисимов, В.А. Рабинович, В.В. Сычев. Термодинамика критического состояния индивидуальных веществ. М. Энергоатомиздат. 1990. 190 с.
4. С.Б. Киселев Multiparameter crossover equation of state: Generalized algorithm and application to carbon dioxide / Lixin Sun, Sergei B. Kiselev, James F. Ely. - Fluid Phase Equilibria 233 (2005) 204–219
5. П. Булер. Нанотермодинамика. СПб. 172 с.
6. Jun Li. Two-phase homogeneous model for particle formation from gas-saturated solution processes / J. of Supercritical Fluids 32 (2004) 275–286
7. Гильмутдинов И.М. Растворимость метилпарабена в сверхкритическом диоксиде углерода / И.М. Гильмутдинов, Кузнецова И.В., И.И. Гильмутдинов, И.В. Кузнецова, А.А. Мухамадеев, А.Н. Сабирзянов // Вестник Казанского технологического университета. – Казань. – 2012. – №1. – С. 108-111.
8. Гильмутдинов И.М. Описание растворимости ибупрофена с использованием уравнения состояния Пенга-Робинсона / И.М. Гильмутдинов, И.И. Гильмутдинов, И.В. Кузнецова, А.А. Мухамадиев, А.Н. Сабирзянов// Вестник Казанского технологического университета. – Казань. – 2011. – №19. – С. 7-11.

© **И. М. Гильмутдинов** – к.т.н. асс. каф. ТОТ, ведущий инженер ЦВРП КНИТУ, gilmutdinov@kstu.ru; **И. И. Гильмутдинов** – асп. КНИТУ; **И. В. Кузнецова** – асс. каф. ТОТ КНИТУ; **А. Н. Сабирзянов** – д.т.н., проф. той же кафедры, sabirz@kstu.ru.