УДК 669.041:536.2.001.537

В.И. Алехин, А.Л. Рутковский, С.Ш. Дзантиев, Б.Д. Билаонов, А.В. Бигулов

НЕРЕГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ГОРЕНИИ ТОПЛИВА В ФАКЕЛЕ

Рассмотрен процесс возмущенного выгорания факела газообразного топлива при пульсации: давления, температуры фронта горения, выгорания топлива. Показано, что данный процесс имеет неравномерный характер пульсаций данных величин. Это доказывает, что процесс горения в данном случае имеет более общий характер, нежели при вибрационном горении.

Ключевые слова: газообразное топливо, сингулярно возмущенное горение, параметры: давление, температура фронта горения, выгорание топлива.

Развитие тепловой техники приводит к необходимости изучения все более общего процесса горения. До этого таким процессом считался вибрационный процесс горения [1]. Результаты исследований в данной статье показывают, что существует его обобщение, а именно процесс сингулярно возмущенного горения. Если вибрационный процесс горения характеризуется наличием четкой периодичности пульсаций параметров, то при сингулярно возмущенном горении уже присутствуют их неравномерные пульсации.

Настоящая работа посвящена исследованию процесса выгорания факела газообразного топлива в сингулярно возмущенном диапазоне изменения параметров, это позволит обоснованно проводить тепловые расчеты современной тепловой техники.

Постановка задачи.

В случае, когда при горении пульсации давления, температуры могут происходить неравномерно, тогда такой вид горения будем называть сингулярно возмущенным горением. Данный вид горения в настоящее время практически не изучен. Рассмотрим в качестве иллюстрации, каким образом происходят пульсации давления при вибрационном горении. Для этого обратимся к дифференциальному уравнению, которому подчиняется изменение давления в данном случае. В работе, показано, что это уравнение имеет вид:

$$\frac{d^2\delta p}{dt^2}+\left(K-S\right)\frac{d\delta p}{dt}+ +\left(\omega_0^2-KS\right)\delta p=0\,, \qquad (1)$$

Здесь $S=\dfrac{S\alpha}{V}$, $\omega_0^2=\dfrac{F}{lV}\dfrac{\alpha P}{\rho}$.

Данное уравнение описывает пульсации давления, происходящие при горении в так называемом резонаторе Гельмгольца. , стр.343. Решение данного уравнения, как известно, имеет следующий вид:

$$\delta p=C_1e^{\lambda_1 t}+C_2e^{\lambda_2 t}\,. \qquad (2)$$

Здесь λ_1, λ_2 — корни характеристического уравнения

$$\lambda^2+\left(K-S\right)\lambda+\left(\omega_0^2-KS\right)=0 \qquad (3)$$

Исследуем свойства решения в зависимости от коэффициентов K,S, ω_0 Если дискриминант $\left(\frac{S-K}{2}\right)^2-\left(\omega_0^2-KS\right)<0$, тогда корни λ_1, λ_2 — будут комплексными числами. Решение однородного уравнения (1) будет иметь следующую форму:

$$\delta p=C_1 e^{(v+i\omega)t}+C_2 e^{(v-i\omega)t}, \tag{4}$$

где $v=\frac{S-K}{2}$; $\omega=\left[\omega_0^2-\left(\frac{S+K}{2}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$ C_1, C_2 — комплексные коэффициенты. $\left|\frac{S+K}{2}\right|<\omega_0$. Учитывая, что $e^{iy}=\cos(y)+i\sin(y)$ получим.

$$\delta p=c_1 e^{vt}\cos\omega t+c_2 e^{vt}\sin\omega t, \tag{5}$$

или для (1) $\delta p=ce^{vt}\cos(\omega t+\varphi)+c$ (6)

Таким образом, вибрационное горение непосредственно аналитически определяется, учитывая формулу (6).

Рассмотрим, каким образом получается сингулярно возмущенное горение. Для этого в уравнение (1) внесем сингулярное возмущение $i\varepsilon$ [2]. Тогда уравнение (1) примет следующий вид:

$$-\varepsilon^2\frac{d^2}{dt^2}\delta p+i\varepsilon\left(K-S\right)\frac{d}{dt}\delta p+$$
$$+\left(\omega_0^2-KS\right)\delta p=0. \tag{7}$$

Не трудно видеть, что решение данного уравнения имеет вид: ($\varepsilon\to0$)

$$\delta p=C_1 e^{\frac{i\lambda_1 t}{\varepsilon}}+C_2 e^{\frac{i\lambda_2 t}{\varepsilon}}, \tag{8}$$

Таким образом, если в уравнение внести сингулярное возмущение $i\varepsilon$, тогда мы получим, что это уравнение имеет быстроосциллирующие коротковолновые решения, которые описывает сингулярно возмущенное горение.

Рассмотрим случай, когда в уравнении (7) имеется регулярное возмущение:

$$\frac{d^2}{dt^2}\delta p+i\varepsilon(K-S)\frac{d}{dt}\delta p+$$
$$+(\omega_0^2-KS)\delta p=0, \tag{9}$$

Не трудно видеть, что уравнение (9) может иметь решение либо, либо просто const . Таким образом уравнение (9) не имеет сингулярно возмущенного решения.

Пусть теперь уравнение (7) имеет дополнительно источники давления, а R(t)- их плотность.

$$-\varepsilon^2\frac{d^2}{dt^2}\delta p+i\varepsilon\left(K-S\right)\frac{d}{dt}\delta p+$$
$$+\left(\omega_0^2-KS\right)\delta p=R(t). \tag{10}$$

Таким образом, мы получаем сингулярно возмущенное дифференциальное уравнение второго порядка которое описывает неравномерные пульсации давления. Данное уравнение описывает суть явления сингулярно возмущенного горения. Определим решение уравнения (10), применяя метод Фурье.

$$-\varepsilon^2\frac{\eta^2}{\varepsilon^2}\delta\tilde{p}+i\varepsilon(K-S)\left(\frac{-i\eta}{\varepsilon}\right)\delta p+$$
$$+(\omega_0^2-KS)\delta\tilde{p}=\tilde{R}(\tilde{\eta}), \tag{11}$$

$$\left[-\eta^2+(K+S)\eta+(\omega_0^2-KS)\right]\delta\tilde{p}=\tilde{R}, \tag{12}$$

$$\delta p(\eta)=\frac{\tilde{R}}{\left[-\eta^2+(K-S)\eta+(\omega_0^2-KS)\right]}, \tag{13}$$

$$\delta p=\frac{1}{\sqrt{-2\pi i\varepsilon}}\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left(\frac{it\eta}{\varepsilon}\right)\times$$

$$\times \frac{\tilde{R}(\eta)}{\left[-\eta^2+(K-S)\eta+(\omega_0^2-KS)\right]} d\eta \,. \quad (14)$$

Быстро осциллирующий интеграл Фурье (14) в общем виде представляет сингулярно возмущенное решение уравнения (10). Данное решение описывет сингулярно возмущенное горение (горение с неравномерными пульсациями давления). В отличие от них пульсации давления при вибрационном горении длинноволновые.

Положим в сингулярно возмущенном уравнении (10)

$\left(K-S\right)=a,\ \omega_0^2-KS = b$ и перепишем данное уравнение.

$$\varepsilon^2 \frac{d^2}{dt^2}\delta p + \varepsilon a \frac{d}{dt}\delta p + b\delta p = R(t)\,, \quad (15)$$

Неравномерные пульсации давления описываются быстро осциллирующими (асимптотическими при ($\varepsilon \to 0$) решениями уравнения (15).

Для определения данных решений применим асимптотический метод, известный еще со времен Грина и Лиувилля (1837 г.) и который тогда применялся в асимптотической теории обыкновенных дифференциальных уравнений.

Согласно этому методу локальное асимптотическое решение уравнения (15) определяется в следующем виде:

$$\delta p(t,\varepsilon) = v_0 + \varepsilon v_1 + \varepsilon^2 v_2 + \ldots +$$

$$+e^{\frac{s(t)}{t}}(u_0 + \varepsilon u_1 + \varepsilon^2 u_2 + \ldots)\,, \quad (16)$$

где $\varepsilon \to 0$.

Подставим (16) в уравнение (15) и приравняем нулю коэффициенты при степенях ε^i, i=1,2,…и т.д. в результате получим рекуррентную цепочку дифференциальных уравнений, из, которой можно определить коэффициенты асимптотического разложения (16), т.е. асимптотическое быстро осциллирующее решение.

$$\varepsilon^0:\ bv_0 = R(t),\ v_0 = \frac{R(t)}{b}$$

$$\varepsilon^1:\ av_0 + bv_1 = 0,\ v_1 = \frac{v_0}{b}a = \frac{R_a}{b^2}, \quad (17)$$

$$\varepsilon^2:\ av_1 + bv_2 = 0,\ v_2 = \frac{v_1}{b}a = \frac{R}{b^3}a^2,$$

………………………… и.т.д.

$$v = \frac{R}{b} + \varepsilon\frac{R}{b^2} + \varepsilon^2\frac{R}{b^3}a^2 + \ldots \quad (18)$$

$$\varepsilon^0:\ u_0\left[(\dot{S})^2 + a\dot{S} + b\right] = 0$$

$$\varepsilon^1:\ u_1\left[(\dot{S})^2 + a\dot{S} + b\right] + 2\dot{u}_0\dot{S} + a\dot{u}_0 +$$

$$+u_0\ddot{S} = 0, \quad (19)$$

$$\varepsilon^2:\ u_2\left[(\dot{S})^2 + a\dot{S} + b\right] + 2\dot{u}_1\dot{S} + a\dot{u}_1 +$$

$$+u_1\ddot{S} + \ddot{u}_2 = 0,$$

………………………………… и.т.д

Отсюда получим:

$$\varepsilon^0:\ (\dot{S})^2 + a\dot{S} + b = 0$$

$$\varepsilon^1: \quad (20)$$

$$\varepsilon^2:$$

…………………………… и.т.д.

Учитывая, что

$$S = \left[-S\right]_{\downarrow 0} + (-a/2 \pm (a^{\uparrow}2/4 - b)^{\uparrow} \times$$

$$\times(1/2)(t - t_{\downarrow 0})), \quad (21)$$

Так как $\dot{S}$ — величина постоянная, из второго уравнения получим, что $u_0 = \overline{u_0}$ — постоянная. Аналогичным образом из третьего уравнения найдем $u_1 = \overline{u_1}$ — const и.т.д.

Таким образом,

$$u = e^{\uparrow}(((\left[-S\right]_{\downarrow 0} + (-a/2 \pm (a^{\uparrow}2/4 - b)^{\uparrow} \times$$

$$\times(1/2)(t - t_{\downarrow 0}))) / \varepsilon) \times$$

$$\times(u_{\downarrow 0}+\varepsilon u_{\downarrow 1}+\varepsilon^{\uparrow}2u_{\downarrow 2}+\ldots), \quad (22)$$

$$\delta p = v + u . \quad (23)$$

Учитывая (18), (22) получим аналитическое выражение (23), которое определяет величину пульсаций давления.

Рассмотрим пульсации температуры и выгорания топлива при сингулярно возмущенном горении.

Пусть имеем уравнение описывающее температуру фронта горения пламени , стр.167.

$$\frac{\lambda}{c_p}\frac{d^2T}{dx^2}-\gamma_0 u_{норм}\frac{dT}{dx}+rT+\frac{V_q}{c_p}=0, \quad (24)$$

где λ — коэффициент теплопроводности, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, V — количество горючей смеси, некоторые постоянные. Перепишем данное уравнение следующим образом [5]

$$\frac{d^2T}{dx^2}-\frac{\gamma_0 u_{норм}c_p}{\lambda}\frac{dT}{dx}+\frac{rc_pT}{\lambda}+$$

$$+\frac{Vq}{\lambda}=0, \quad (25)$$

Положим , d =, тогда уравнение примет следующий вид:

$$\frac{d^2T}{dx^2}+\alpha\frac{dT}{dx}+cT+d=0, \quad (26)$$

Далее, введем в данное уравнение сингулярное возмущение ε. В результате получим сингулярно возмущенное уравнение.

$$\frac{\varepsilon^2 d^2T}{dx^2}+\alpha\frac{\varepsilon dT}{dx}+cT+d=0. \quad (27)$$

Так же, как мы делали в случае определения пульсаций давления, для определения пульсаций температуры фронта горения пламени применим упомянутый выше асимптотический метод.

Учитывая данный метод локальное асимптотическое решение уравнения (27) при $\varepsilon\to 0$ имеет следующий вид:

$$T(x,\varepsilon)=\theta_0+\varepsilon\theta_1+\varepsilon^2\theta_2+\ldots+$$

$$+e^{\frac{s}{\varepsilon}}(q_0+\varepsilon q_1+\varepsilon^2 q_2+\ldots), \quad (28)$$

где $\varepsilon\to 0$.

Подставляя (28) в уравнение (27), приравняем коэффициенты при степенях ε_k, k = 0, 1, 2,… получим цепочку дифференциальных уравнений, которая определяет коэффициенты асимптотического решения (28) [6]:

$$\varepsilon^0:\ c\theta_0=-d \quad \theta_0=-\frac{d}{c}$$

$$\varepsilon^1:\ a\dot{\theta}_0+c\theta_1=0 \quad \theta_1=a\dot{\theta}_0\frac{1}{c^2}, \quad (29)$$

…………………и т.д.

$$\theta=-\frac{d}{c}+\varepsilon\frac{a}{c^2}\dot{d}-\varepsilon^2\frac{a^2}{c^3}\ddot{d}+\ldots. \quad (30)$$

$$\begin{aligned}
&\varepsilon^0:\ q_0\left[(\dot{s})^2+a\dot{s}+c\right]=0,\\
&\varepsilon^1:\ q_1\left[(\dot{s})^2+a\dot{s}+c\right]+2\dot{s}\dot{q}_0+\\
&+a\dot{q}_0+\ddot{s}q_0=0,\\
&\varepsilon^2:\ q_2\left[(\dot{s})^2+a\dot{s}+c\right]+2\dot{s}\dot{q}_1+\\
&+a\dot{q}_1+\ddot{s}q_1+\ddot{q}_0=0,
\end{aligned} \quad (31)$$

……………………..и т.д.

$$\begin{aligned}
&\varepsilon^0:\ (\dot{s})^2+a\dot{s}+c=0,\\
&\varepsilon^1:\ 2\dot{s}\dot{q}_0+2a\dot{q}_0+\dot{s}q_0=0\\
&\varepsilon^2:\ 2\dot{s}\dot{q}_1+a\dot{q}_1+\ddot{s}q_1+\ddot{q}_0=0
\end{aligned} \quad (32)$$

……………………..и т.д.

Решая последовательно систему (32) найдем s, q_0, q_1,…и.т.д.

$$\dot{s}\doteq-\frac{a}{2}\pm\sqrt{\frac{a^2}{4}-c};\ \ s-s_0=$$

$$=\left(-\frac{a}{2}\pm\sqrt{\frac{a^2}{4}-c}\right)(x-x_0), \quad (33)$$

Учитывая, что из второго уравнения $\dot{q}_0(2\dot{s}+a)=0$ отсюда получаем, что $q_0=\overline{q_0}-const$…и т.д. Таким образом

$$q = e^{\frac{1(-s_0+\left(-\frac{a}{2}\pm\sqrt{\frac{a}{2}-c}\right)(x-x_0))}{\varepsilon}} \times$$

$$\times(\bar{q}_0+\varepsilon\bar{q}_1+\varepsilon^2\bar{q}_2+\ldots). \qquad (34)$$

Принимая во внимание (29) и (34) получим асимптотическое разложение, которое определяет величину пульсаций температуры.

$$\delta T=\theta+q. \qquad (35)$$

Выше мы определили локальное асимптотическое решение уравнения (27). Было показано, что данное решение имеет вид быстро осциллирующей экспоненты, в случае, если в рассматриваемой области $\dot{s} \neq 0$. Вообще говоря, можно показать, что существует глобальное решение, которое определяется при помощи канонического оператора, В.П.Маслов, М.В. Федорюк, стр.19, и является более общим решением. Далее, рассмотрим пульсации выгорания топлива при сингулярно возмущенном горении. В работе, стр.136 дано дифференциальное уравнение выгорания топлива в одномерном факеле.

$$\frac{dW}{dx}=-\frac{\bar{p}\left[\left(\bar{A}-1\right)W_{нач}+W\right]W}{\left[\frac{1}{L_0T_2}+\frac{\bar{A}}{\beta}\right]W_{нач}}, \qquad (36)$$

Перепишем это уравнение в следующем виде:

$$\frac{dW}{dx}=-\frac{\left[Q+WR\right]W}{M}=-\frac{Q}{M}W-$$

$$-\frac{\bar{P}}{M}W^2=mW+nW^2. \qquad (37)$$

$$M=\left[\frac{1}{L_0T_2}+\frac{\bar{A}}{\beta}\right],\ Q=\bar{p}\left[(\bar{A}-1)\right],$$

$$m=-\frac{Q}{M},\ n=-\frac{\bar{p}}{M}.$$

Введем сингулярное возмущение в данное уравнение.

$$\varepsilon\frac{dW}{dx}=mW+nW^2. \qquad (38)$$

Для определения асимптотического решения данного уравнения (38) применим метод Уизема. (Данный метод был использован Уиземом в случае определения асимптотических решений обыкновенных дифференциальных уравнений (4)

$$W(\tau,x,\varepsilon)=W_0(\tau,x)+W_1(\tau,x)\varepsilon+$$

$$+W_2(\tau,x)\varepsilon^2+\ldots+W_k(\tau,x)\varepsilon^k, \qquad (39)$$

$\varepsilon\to 0,\ \tau=s(x)/\varepsilon$. Подставляя (39) в нелинейное сингулярно возмущенное уравнение (38) и приравнивая коэффициенты при ε^k нулю k = 0, 1, 2,…и т.д. в результате получим:

$$\varepsilon^0:\ W_{0\tau}\dot{s}-mW_0-nW_0^2=0,$$

$$\varepsilon^0:\ W_{1\tau}\dot{s}-mW_1-2nW_1W_0=0,$$

$$\varepsilon^0:\ W_{2\tau}\dot{s}-mW_2-n\left(2W_2W_0+W_1^2\right)-$$

$$-xW_{1x}=0, \qquad (40)$$

………………………….. и.т.д.

Пусть $\dot{s}$ величина постоянная тогда рассмотрим первое уравнение системы (40).

$$W_{0\tau}\dot{s}-mW_0-nW_0^2=0, \qquad (41)$$

Положим $\frac{m}{\dot{s}}=\bar{M},\ \frac{n}{\dot{s}}=\bar{N}$. И из (41) получим:

$$W_{0\tau}\bar{s}-\bar{M}W_0-\bar{N}\bar{W}_0^2=0, \qquad (42)$$

$$\frac{dW_0}{W_0(\Omega + W_0)} = \bar{N} d\tau\ , \tag{43}$$

где $\Omega = \dfrac{\bar{M}}{\bar{N}}$.

Проинтегрируем (43)

$$\ln\left(\frac{W_0\Omega + \overline{W_0}}{\overline{W_0}\Omega + W_0}\right)^{\frac{1}{\Omega}} = \bar{N}(\tau - \tau_0) =$$

$$= \bar{N}\frac{s - s_0}{\varepsilon}, \tag{44}$$

$$\frac{W_0}{(\Omega + W_0)}\bar{\Omega} = \exp\left(\Omega N \frac{s - s_0}{\varepsilon}\right);$$

$$\bar{\Omega} = \frac{\Omega + \overline{W_0}}{\overline{W_0}}. \tag{45}$$

$$W_0(x,\tau) = \frac{\Omega}{\bar{\Omega}} \frac{\exp\left[\Omega N \frac{s - s_0}{\varepsilon}\right]}{1 - \frac{\Omega}{\bar{\Omega}}\exp\left[\Omega N \frac{s - s_0}{\varepsilon}\right]} \tag{46}$$

Второе уравнение системы (40) будет линейным и имеет вид:

$$W_{1\tau} - \left(\frac{m}{\dot{s}} + 2\frac{n}{\dot{s}}W_0\right)W_1 = 0;\ \ \frac{dW_1}{W_1} =$$

$$= \left(\frac{m}{\dot{s}} + 2\frac{n}{\dot{s}}W_0\right)d\tau; \tag{47}$$

$$\ln = \frac{W_1}{W_1} = \left(\frac{m}{\dot{s}} + 2\frac{n}{\dot{s}}W_0\right)(\tau - \tau_0),$$

$$W_1(x,\tau) = \bar{W}_1 \exp\left[(\bar{M} + 2\bar{N}W_0)\frac{s - s_0}{\varepsilon}\right]$$

…и.т.д. (48)

Таким образом, мы получаем, что пульсации выгорания топлива будут определяться из следующего выражения:

$$W(x,\tau) = W_0 + \varepsilon W_1 + \varepsilon^2(0) + \ldots \tag{49}$$

Обсуждение:

Таким образом, выше нами были определены решения сингулярных уравнений, описывающие пульсации давления, температуры, выгорания топлива. Результаты исследования решений показывают, что они описывают, коротковолновые, быстро осциллирующие колебания, которые обобщают колебания пульсаций возникающие при вибрационном горении. Оказывается при сингулярно возмущенном горении, вследствие его коротковолнового характера и быстрых осцилляций возникают лучшие условия для перемешивания и подготовки горючей смеси. Поэтому она получается более энергоемкой.

Если же рассматривать регулярно возмущенные уравнения, описывающие пульсации давления, температуры, выгорание топлива, то у них получаются решения с точностью до o(ε) совпадающие с решениями исходных уравнений, описывающих пульсации параметров горения.

Заключение

Рассуждения, приведенные выше, показывают, что существует обобщение вибрационного горения. Данное горение в дальнейшем мы будем называть сингулярно возмущенным горением. Такие процессы необходимо учитывать, например, при бесконтактном измерении температуры факела для оптимизации горения топлива.

Список условных обозначений

ρ — среднее значение плотности газа, K⁻ некоторый коэффициент, ∞ — адиабата Пуассона; P — давление, λ — коэффициент теплопроводности, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, t – температура (шкала K); $\bar{A}$ коэффициент избытка дутья; ε — малый параметр; δp — изменение возмущения давления; объемная доля кислорода в дутье; δt — изменение возмущения температуры; скорость горения; $\bar{p}$ — коэффициент характеризующий линейную скорость выгорания топлива; q — теплота сгорания исходной горючей смеси, ρ — плотность; l — длина горловины резонатора Гельмгольца; F — площадь ее поперечного сечения, ξ — доля невыгоревшего газообразного топлива; $L^T_{O_2}$ — теоретически необходимый обьем кислорода на 1 м^3 газообразного топлива.

Индексы: нач — начальный, расх — израсходованный, тек — текущий, т — теоретический.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кнорре Г.Ф., Арефьев К.М., Блох А.Г., Нахапетян Е.А., Палеев И.И., Штейнберг В.Б.* Теория топочных процессов, М., «Энергия», 1966г.

2. *Маслов В.П., Федорюк М.В.* Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики, М., «Наука», 1976 г.

3. *Рутковский А.Л., Мешков Е.И., Давидсон А.М., Зурабов А.Т., Ковалева М.А.* Исследование процесса факельного сжигания газообразного топлива, Инженерно-физический журнал, Национальная Академия Беларуси, Институт тепло массообмена им.А.В.Лыкова т.82,№1, 2009г.

4. *Уизем Дж.Б.* Линейные и нелинейные волны. Перев. с англ., Мир,1977г.

5. *Алехин В.И., Рутковский А.Л.* Математическое моделирование сингулярно возмущенного горения. Горный информационно-аналитический бюллетень (научно-технический журнал). — № 7. — 2011. — С. 343—345.

6. *Алехин В.И., Рутковский А.Л.* Математическое моделирование сингулярно возмущенного выгорания топлива. Горный информационно-аналитический бюллетень (научно-технический журнал), № 7, 2011, с. 345-347. ГИАБ

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

Алехин В.И. — кандидат технических наук, старший научный сотрудник, докторант кафедры «Теория и автоматизация металлургических процессов и печей»,
Рутковский А.Л. — доктор технических наук, профессор, e-mail: rutkowski@mail.ru,
Северо-Кавказский горно-металлургический институт государственный технологический университет,
Дзантиев С.Ш. — кандидат экономических наук, консультант, e-mail: Vratar1870@mail.ru,
Билаонов Б.Д. — консультант, e-mail: Bilaonov@yandex.ru,
Бигулов А.В. — генеральный директор, e-mail: Bigulov58@ mail.ru,
ООО Научно инновационное предприятие Северо-Кавказского горно-металлургического института «Стройкомплект инноваций».