

- пламени в моно- и полидисперсной аэрозвеси // Хим. физика.— 1990.— 9, № 12.—1611.
6. Споддинг Д. Б. Общая теория турбулентного горения // РТК.— 1979.— № 2.— С. 185.
 7. Спригнано В. А. Построение моделей горения в факеле: разрешение линейных масштабов меньше расстояния между каплями // Теплопередача— 1986.— № 3.— 123.
 8. Беспрованых В. А., Раздобреев А. А., Скоряк А. И. Горение частиц алюминия в поле лазерного излучения // Физика аэродисперсных систем.— 1986.— Вып. 30.— С. 17.
 9. Воронецкий А. В., Сухов А. В., Павлов Д. Г. и др. Статистическая модель двухфазного реагирующего турбулентного потока // ФГВ.— 1989.— 25.— № 3.— С. 53.
 10. Гавин А. Б., Медведев В. А., Наумов Н. А. Модель двухфазной турбулентной струи с учетом гетерогенного горения частиц // Там же.— 1988.— 24, № 3.— С. 12.
 11. Варгафтик Н. Б. Теплофизические свойства газов и жидкостей.— М.: Наука, 1971.
 12. Кудрявцев В. М., Сухов А. В., Вяткин А. И. Распространение фронта химической реакции в двухфазном потоке // Высокотемпературные газовые потоки, их получение и диагностика.— Харьков: ХАИ, 1987.— Вып. 4.— С. 66.
 13. Агеев Н. Д., Горошин С. В., Золотко А. Н. и др. Скорость стационарного пламени в газовзвешах алюминия // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем.— Черногоровка, 1989.— С. 83.
 14. Шевчук В. Г., Безродных А. К., Бойчук Л. В. и др. О механизме ламинарного пламени в аэрозвешах металлических частиц // ФГВ.— 1988.— 24, № 2.— С. 85.
 15. Гуревич М. А., Лапкина К. И., Озеров Е. С. Предельные условия воспламенения частиц алюминия // Там же.— 1970.— 6, № 2.— С. 172.
 16. Басевич В. Я., Беляев А. А., Новожилов Б. В. и др. Численное исследование ламинарного распространения пламени для определения физико-химических характеристик горючей смеси // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем.— Черногоровка, 1986.— С. 8.
 17. Кудрявцев В. М., Сухов А. В., Шпара А. П. и др. Горение металлов при высоких давлениях // ФГВ.— 1979.— 15, № 6.— С. 50.

г. Москва

Поступила в редакцию 16/V 1991,
после доработки — 23/III 1992

УДК 536.46

А. Г. Струнина, Л. К. Демидова, А. Н. Фирсов,
К. Г. Шкадинский, С. В. Костин

УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА ГОРЕНИЯ МАЛОГАЗОВЫХ СОСТАВОВ ПРИ ТЕПЛО- И МАССОБМЕНЕ ЧЕРЕЗ БОКОВУЮ ПОВЕРХНОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА

Численными методами с использованием одномерной модели горения пористых малогазовых составов исследован процесс горения на пределе устойчивости. Определено влияние степени газификации, местоположения зоны газовыделения во фронте горения, степени герметизации горящего состава и активированности процесса газовыделения на устойчивость стационарного режима.

Вопрос об устойчивости горения того или иного класса систем возникает сразу, как только появляется к ним практический и научный интерес. Основы теории устойчивости горения летучих конденсированных систем заложены Я. Б. Зельдовичем еще в 40-х годах [1]. Дальнейшее развитие эта теория получила в работах [2, 3]. При исследовании устойчивости стационарных режимов горения безгазового состава авторами [4—6] показана возможность распространения стационарного, пульсирующего и спинового режимов горения в зависимости от определяющих параметров реагирующей смеси.

Переход от стационарного к периодическим режимам горения при распространении фронта реакции в пористой конденсированной среде в условиях фильтрационного подвода газообразного окислителя также показан ранее (см., например, [7]). Результаты исследования горения малогазовых составов (МГС), характеризующихся наличием конвектив-

ного теплопереноса дополнительно к кондуктивному теплообмену, проведенного в [8] в области устойчивых стационарных режимов, не включают анализа устойчивости. Результаты такого анализа представлены ниже.

Физическая модель и математическое описание горения МГС

МГС — это пористая конденсированная система, способная к фронтальному экзотермическому реагированию. Исходный конденсированный состав в результате одной из двух химически независимых реакций превращается в газ, продукты второй реакции конденсированные. Образующийся газ перемещается под воздействием перепада давлений в направлении, определяемом конкретными условиями экзотермического превращения. Фильтрующийся по порам газ может выступать как в роли химически активного реагента, так и простого теплоносителя. Малогазовый состав схематично можно представить состоящим из трех основных «блоков»: конденсированной составляющей с конденсированными продуктами реакции B , конденсированной составляющей с газообразными продуктами реакции L и газовой составляющей, заполняющей поры¹ π .

Перечислим параметры, определяющие процесс горения такой системы: объемное соотношение безгазового и летучего компонентов в исходной смеси, положение зоны газовыделения во фронте горения, условия тепло- и массообмена через боковую поверхность образца и активированность процесса. Рассмотрим простейший вид математической модели подобной системы в одномерной постановке.

Макрокинетика превращения описывается уравнениями

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = (1 - \eta) k_B \exp(-E_B/RT) \quad (1)$$

для безгазовой,

$$\frac{\partial a}{\partial t} = (1 - a) k_L \exp(-E_L/RT) \quad (2)$$

для летучей составляющих, где a — коэффициент температуропроводности; k — предэкспоненциальный множитель; индексы B и L относятся к безгазовой и летучей составляющим. Образующийся в результате реакции (2) и находящийся в порах исходный газ фильтруется по закону Дарси (k_ϕ — коэффициент фильтрации)

$$v = -k_\phi \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (3)$$

Давление p связано с плотностью ρ_r и молекулярной массой газа μ_r уравнением состояния

$$p = \rho_r RT / \mu_r. \quad (4)$$

Пористость и суммарная плотность состава меняются по мере газификации летучей составляющей:

$$\pi = \pi_0 + (1 - \pi_0)(1 - v)a, \quad (5)$$

$$\rho_c = \rho_r \pi + \rho_B(1 - \pi_0)v + \rho_L(1 - \pi_0)(1 - v)(1 - a). \quad (6)$$

Здесь v — объемная доля безгазового компонента; $(1 - v)$ — доля летучего компонента; ρ_B , ρ_L — плотности безгазовой и летучей составляющих; ρ_c — плотность смеси. Уравнение сохранения массы

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_r \pi v) = -b_0 \rho_r \pi k_\phi (p - p_{вн}) \quad (7)$$

¹ Начальная пористость π_0 может быть равна нулю.

записывается путем усреднения по поперечному сечению образца. В правой части (7) указан обмен массы газа через боковую поверхность с окружающей средой (b_0 — коэффициент пропорциональности массообмена, для бронированной боковой поверхности $b_0 = 0$; $p_{\text{вн}}$ — давление внешней среды).

Уравнение сохранения энергии

$$\frac{\partial H}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_c \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (c_{\text{г}} \rho_{\text{г}} \nu T) - b_0 c_{\text{г}} \rho_{\text{г}} \pi k_{\text{ф}} (p - p_{\text{вн}}) F, \quad (8)$$

где $F = T$ при $p > p_{\text{вн}}$, $F = T_{\text{вн}}$ при $p < p_{\text{вн}}$, записано в предположении однотемпературной модели — достаточно быстро все компоненты смеси достигают общей локальной температуры. Функция F означает, что через боковую поверхность газ вытекает с температурой T , а втекает с температурой $T_{\text{вн}}$.

Теплосодержание H в данном случае имеет вид

$$H = [c_{\text{г}} \rho_{\text{г}} \pi + c_{\text{в}} \rho_{\text{в}} (1 - \pi_0) \nu + c_{\text{л}} \rho_{\text{л}} (1 - \pi_0) (1 - \nu) (1 - a)] T + Q_{\text{в}} \rho_{\text{в}} (1 - \pi_0) \nu (1 - \eta) + Q_{\text{л}} \rho_{\text{л}} (1 - \pi_0) (1 - \nu) (1 - a). \quad (9)$$

Замыкается описание математической модели заданием начальных и краевых условий, которые характеризуют условия горения МГС. Предполагаем заданными (известными) начальные характеристики состава ($t = 0$, $0 \leq x \leq l$; x — координата; l — длина образца)

$$\pi(x, 0) = \pi_0, \quad \eta(x, 0) = \eta_0, \quad a(x, 0) = a_0, \quad T(x, 0) = T_0, \quad p(x, 0) = p_0. \quad (10)$$

Исследуем процесс горения, иницируя его с торца накаливаемой стенкой ($T(0, t) = T_{\text{ст}}$), которая либо непроницаема для газа

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_0 = 0, \quad (11)$$

либо открыта

$$p|_0 = p_{\text{вн}}. \quad (12)$$

Противоположный торец также полагаем теплоизолированным $\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_l = 0$ и непроницаемым для газов

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_l = 0 \quad (13)$$

либо открытым

$$p|_l = p_{\text{вн}}, \quad \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_l = c_{\text{г}} \rho_{\text{г}} \pi k_{\text{ф}} (p - p_{\text{вн}}) (T - F). \quad (14)$$

Естественно, что представленная модель составляет лишь основу реальных малогазовых составов, и для описания конкретных факторов ее можно сравнительно просто трансформировать. Это может произойти при учете других макрокинетических закономерностей, спекания (или других фильтрационных параметров), температурной неоднородности газовой и конденсированной составляющих.

Определение границы устойчивости стационарного горения МГС

При численном исследовании устойчивости горения анализировали характер пространственного изменения скорости горения при перемещении фронта по цилиндрическому пористому образцу малогазового состава.

Здесь наблюдаются два качественно различных режима: стационарный и пульсирующий. Целесообразно при определении границы устойчивости горение с колебаниями скорости относительно среднего значения менее 5% считать стационарным, а более — пульсирующим. Границу устойчивых режимов определяли методом «вилки», постоянно сужая об-

ласть параметров, отвечающих стационарному и пульсирующему режимам. Режим с определенным набором параметров считали установившимся (стационарным или пульсирующим), если он воспроизводился при изменении шага численного счета и начального теплового импульса.

Согласно математической модели, горение МГС представлено двумя независимыми химическими реакциями, но зависимыми в тепловом отношении в соответствии с законами превращения.

Известные в литературе работы по исследованию устойчивости горения двухстадийных реакций представляют границу устойчивых режимов в виде зависимости от соотношения определяющих параметров обеих реакций (например, энергий активаций [9]) либо трактуются с точки зрения устойчивости одного из процессов при наличии в реагирующем составе второй реакции [10]. Исследования устойчивости горения МГС проводили по второму способу. Параметры безгазового компонента выбирались из устойчивой области $\alpha_B = 9.1\gamma_B - 2.5\beta_B \geq 1$, где $\gamma_B = \frac{c}{E_B} \frac{RT_{гB}^2}{Q_B}$

и $\beta_B = \frac{RT_{гB}}{E_B}$. Рассмотрено влияние параметров, характерных для МГС, на границу устойчивости стационарной волны горения.

Степень газификации

Согласно [8], степень газификации оценивается количеством летучего компонента в исходной смеси $(1 - \nu)$, где ν — объемная доля безгазового компонента. Его воздействие на горение зависит от экзотермичности газификации. Если последний процесс эндотермичен, то с увеличением параметра $(1 - \nu)$ общий тепловой эффект состава падает.

Влияние количества газообразующей добавки на границу устойчивости стационарной волны горения показано на рис. 1. Кривые отличаются только параметром $\bar{T} = \frac{T_{гB} - T_{\phi}}{RT_{гB}^2/E_B}$, меняющим местоположение зоны

газификации, где $T_{гB}$ — адиабатическая температура горения безгазовой составляющей; T_{ϕ} — температура, соответствующая максимуму скорости газовыделения; K — коэффициент фильтрации. Область устойчивого стационарного горения МГС расположена выше соответствующей кривой, а пульсирующего — ниже. В зависимости от набора определяющих параметров с увеличением количества газообразующей добавки область устойчивого стационарного горения МГС может сужаться либо расширяться.

Действительно, критерий устойчивости безгазового (при $1 - \nu = 0$) состава $\alpha_B^* = 1$, а при наличии летучей $\alpha_B^* \geq 1$. Столь существенное различие в динамике области устойчивости стационарного горения МГС связано с местоположением зоны газовыделения. Если газовыделение происходит в зоне прогрева реакции безгазового компонента, то устойчивость стационарного горения МГС снижается (см. рис. 1). Это объясняется тем, что по мере протекания реакции газовыделения пористость состава возрастает и условия оттока образовавшихся газов в сторону прореагировавшего состава облегчаются. В результате возрастает поступление относительно холодных газов в зону реакции безгазовой составляющей, снижая там температуру. И чем больше в составе летучего компонента, тем сильнее выражен этот эффект.

Если же газ образуется в зоне реакции безгазовой составляющей, то увеличение количества газообразующего компонента ведет к стабилизации процесса горения. При газовыделении в высокотемпературной зоне безгазовой составляющей образующиеся горячие газы поступают в непрореагировавший состав, прогревают его, способствуя тем самым стабилизации фронта горения. С увеличением количества газообразующей добавки стабилизация процесса возрастает.

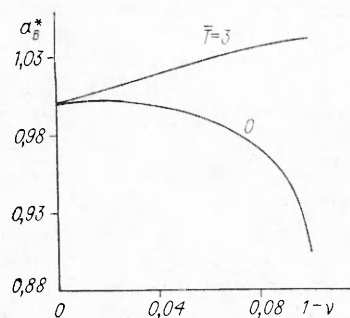
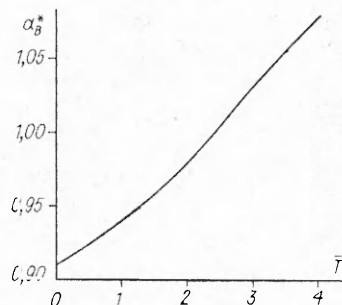


Рис. 1. Зависимость границы устойчивости стационарной волны горения от количества газообразующей добавки; $c_T/c_B = 1$, $c_L c_B = 0,5$, $\rho_L/\rho_B = 0,5$, $E_L/E_B = 2$, $\pi_0 = 0,1$, $\bar{K} = 1 \cdot 10^4$, $\lambda_c/\lambda_B = 0,75$, $b_0 = 1 \cdot 10^7$, $Q_L/Q_B = -0,3$.

Рис. 2. Зависимость границы устойчивости стационарной волны горения от местоположения источника газификации.



Местоположение зоны газовыделения в работе [8] характеризуется параметром T .

Изменение области устойчивого стационарного горения от местоположения зоны газификации представлено на рис. 2. Для рассматриваемого случая содержание газящей добавки в исходной смеси $(1 - \nu) = 0,1$, а активированность процесса газификации и условия массообмена через боковую поверхность аналогичны параметрам рис. 1. Согласно рис. 2, устойчивость стационарного фронта горения МГС по мере удаления зоны газовыделения от зоны реакции безгазового компонента снижается. Действительно, чем «дальше» происходит эндотермическая реакция газящей добавки, тем более холодные образующиеся газы будут двигаться навстречу фронту реакции безгазового компонента, и тем сильнее будут снижать там температуру, влияя на устойчивость стационарного горения. Можно предположить, что в случае экзотермического газовыделения в силу аналогичных причин устойчивость горения МГС будет возрастать.

Параметр, характеризующий степень «герметизации» $b_0 \approx (\gamma a/u)_B \frac{2}{R_0}$,

зависит от γ_B и отношения ширины зоны прогрева кондуктивным тепловым потоком $(a/u)_B$ к радиусу цилиндрического образца R_0 . Увеличение b_0 означает, что возрастает отток газов через боковую поверхность образца. Влияние степени герметизации на изменение области устойчивого стационарного горения МГС представлено на рис. 3. Увеличение оттока газов через боковую поверхность образца сокращает область устойчивого горения до определенного уровня, а затем его действие прекращается.

Для малого коэффициента фильтрации, когда еще не все газы уносятся через боковую поверхность ($\ln b_0 < 7$), увеличение b_0 (снижение степени герметизации) ведет к сокращению области устойчивого стационарного горения. Это происходит из-за охлаждения высокотемпературной зоны реакции безгазовой составляющей поступающими в нее более холодными газами, которые образуются в низкотемпературной зоне прогрева в результате эндотермического процесса газовыделения. Как только газы получают возможность уходить через боковую поверхность образца (при $\ln b_0 > 7$ для рассматриваемого случая), влияние степени герметизации на устойчивость горения МГС прекращается. При значительном коэффициенте фильтрации процесс газовыделения не оказывает

Рис. 3. Зависимость границы устойчивости стационарной волны горения от степени герметизации;

$Q_L/Q_B = -0,3$, $\bar{T} = 3$, $(1 - \nu) = 0,1$, $c_T/c_B = 1$.
 1 — $L/c_B = 1$, $\rho_L/\rho_B = 1$, $E_L/E_B = 1$, $\pi_0 = 0,25$, $\bar{K} = 40$,
 $\lambda_C/\lambda_B = 1$; 2 — $c_L/c_B = 0,5$, $\rho_L/\rho_B = 0,5$, $E_L/E_B = 2$, $\pi_0 =$
 $= 0,1$, $\bar{K} = 1 \cdot 10^4$, $\lambda_C/\lambda_B = 0,75$.

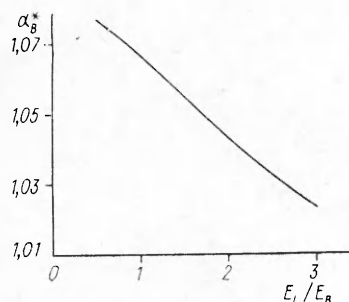
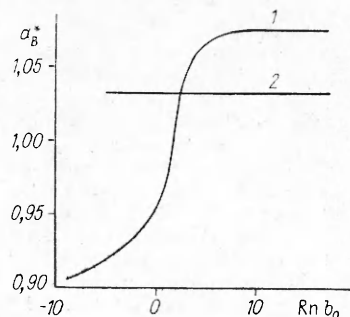


Рис. 4. Зависимость границы устойчивости стационарной волны горения от активированности процесса газификации; $\bar{T}_F = 3$ (остальные параметры аналогичны рис. 1).

влияния и на область устойчивого горения более загерметизированных образцов ($\ln b_0 > -6$).

Активированность процесса газификации характеризуется параметром E_L/E_B , где E_L и E_B — энергии активаций летучей и безгазовой составляющих соответственно. Влияние данного параметра при содержании газообразующей добавки в смеси $(1 - \nu) = 0,1$ и местоположении зоны газовыделения в зоне прогрева реакции безгазового компонента на область устойчивого стационарного горения представлено на рис. 4. Увеличение активированности процесса газификации стабилизирует фронт горения, область устойчивости стационарного режима горения расширяется.

Заключение

В рамках математической модели горения малогазовых конденсированных систем представляется возможность исследования широкого круга фронтальных процессов экзотермического превращения пористых конденсированных составов с частично газифицирующимися продуктами реакции. Однако эта модель, как и само явление, достаточно сложная, нелинейная и многопараметрическая. Не имея возможности получить аналитическое представление решения в виде бегущей волны и границы его устойчивости, авторы изучили влияние на последнюю различных определяющих факторов. Это дает качественную картину влияния параметров МГС на устойчивость стационарного горения и возможность целенаправленного управления режимами процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. Три теории горения порохов и взрывчатых веществ.— ЖЭТФ.— 1942.— 12, вып. 11—12.— С. 498—501.
2. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив.— М.: Наука, 1973.
3. Баренблатт Г. И., Зельдович Я. Б., Истратов А. Г. О диффузионно-тепловой устойчивости ламинарного пламени // ПМТФ.— 1962.— № 4.— С. 21—26.
4. Шкадинский К. Г., Хайкин Б. И., Мержанов А. Р. Распространение пульсирующего фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // ФГВ.— 1971.— 7, № 1.— С. 19—28.
5. Максимов Э. И., Шкадинский К. Г. Об устойчивости стационарного горения безгазовых составов // ФГВ.— 1971.— 7, № 3.— С. 454—456.

6. Хайкин Б. И., Шкадинский К. Г. Влияние теплопотерь на распространение фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе. Материалы третьего Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— М., 1972.— С. 104—109.
7. Сенлярский Б. С., Алдушин А. П., Шкадинский К. Г. Нестационарные явления при фильтрационном горении // «Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем».— Черноголовка, 1977.— С. 29—32.
8. Шкадинский К. Г., Струнина А. Г., Фирсов А. И. и др. Исследование процесса горения малогазовых составов.— Препр.— Черноголовка, 1990.
9. Берман В. С., Рязанцев Ю. С., Шевцова В. М. Нестационарное распространение двухстадийной последовательной реакции в κ -фазе // ФГВ.— 1981.— 17, № 6.— С. 72—76.
10. Вольперт В. А., Кришеник П. М. Нестационарные режимы распространения двухстадийных волн горения.— Препр.— Черноголовка, 1985.

п. Черноголовка

*Поступила в редакцию 23/XII 1991,
после доработки — 13/III 1992*

УДК 536.46; 621.762

*О. Ю. Ефимов, Н. Г. Заринов, В. Н. Блошенко, В. А. Божий,
А. А. Каштанова, У. Л. Белинская*

ВЛИЯНИЕ ОСТАТОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ НА СТРУКТУРУ И ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА ПОРИСТОГО КАРБИДА ТИТАНА, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ СВС В ВАКУУМЕ

Исследовано влияние остаточного давления на структуру и свойства пористого карбида титана, полученного методом СВС в вакууме. Показано, что при увеличении остаточного давления уменьшаются прочностные свойства материала, увеличивается разброс значений предела прочности. Дополнительная серия экспериментов, в которой за счет использования крупного графита была заторможена скорость реакции, показала, что в зависимости от остаточного давления меняется морфология крупных пор. На боковых поверхностях образцов обнаружены слои с пониженной пористостью и недогоревшим графитом, что дополнительно способствует выстраиванию пор в цепочки. Уменьшение прочностных свойств и увеличение разброса их значений обусловлено зарождением грубых дефектов в виде крупных пор и цепочек пор.

Осуществление процесса СВС при давлениях ниже атмосферного позволяет получать пористые материалы на основе тугоплавких соединений с высоким уровнем прочностных свойств [1]. Так, карбид титана TiC, полученный данным способом, при полностью открытом характере пор обладает прочностью 50—100 МПа при пористости 50—60 % [2].

Повышение прочности пористого конечного продукта связано с газификацией летучих примесей при горении порошковых смесей в вакууме [3], но особенности структурообразования остаются неясными, поэтому в данной работе изучалось влияние остаточного давления на структуру и прочностные свойства TiC, полученного методом СВС в вакууме.

В экспериментах глубину вакуума изменяли от 133,3 до $1,3 \cdot 10^{-3}$ Па. Шихту для синтеза TiC готовили смешиванием порошков титана марки ПТМ и графита полифракционного состава с максимальным размером частиц 63 мкм. Прессованные заготовки диаметром 10 и высотой 20 мм подвергали предварительной термовакуумной обработке (ТВО) при температуре 973 К 10 мин и инициировали в них реакцию СВС при том же остаточном давлении. Температура горения образцов во всех случаях составляла ~3000 К.

Структуру полученных образцов исследовали на изломах и металлографических шлифах методами оптической (Neophot-32) и растровой электронной микроскопии (JSM-840 A с приставкой Link-860). Количественный металлографический анализ производили методом случайных секущих, А. А. Глаголева [4] и эквивалентных площадей с использованием программы для ПЭВМ. Химический состав образцов контролировали на