

*И. Г. Дик, А. М. Селиховкин***РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАЖИГАНИЯ И ПЕРЕХОДА
В ГОРЕНИЕ ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЫ**

Изучена модель зажигания гетерогенной конденсированной системы импульсным источником теплового потока. Предполагается пиролиз конденсированных компонентов и зажигание продуктов пиролиза в газовой фазе. Проанализированы зависимости различных характеристик зажигания от внешних параметров. Исследованы особенности условий устойчивого зажигания гетерогенной системы. Построена область устойчивости перехода в самостоятельное горение при сбросе внешнего потока.

Зажигание конденсированного вещества чувствительно ко многим деталям процесса. Это справедливо и для устойчивого зажигания, т. е. гарантированного образования самоподдерживающейся волны горения после прекращения действия внешнего теплового источника. Разнообразные примеры погасания зажигаемого реагента импульсным нагревателем, обнаруживаемые в экспериментах, приведены в [1]. Теоретических работ, в которых условия устойчивого зажигания определяются на основе модели, включающей в себя кинетику химического превращения, немного. Так, в [2] предполагалась гомогенная реакция первого порядка в конденсированной фазе, а в [3] — реакции по обе стороны поверхности раздела фаз. Оказалось, что каждый из вариантов характеризуется своей конфигурацией области устойчивого зажигания в переменных: интенсивность внешнего теплового потока q и время действия источника t_e .

Рассмотрим модель, когда конденсированное вещество представляет собой механическую смесь двух компонентов — окислителя a и горючего b . Под воздействием внешнего нагрева каждый из компонентов может разлагаться, а газообразные продукты, смешиваясь, реагировать с большим тепловым эффектом. Поскольку в толще конденсированного вещества разложение затруднено малой скоростью отвода газообразных продуктов, то будем предполагать превращение твердого вещества в газообразные реагенты только на поверхности конденсированной системы. Этому же способствует и относительно высокая температура на поверхности раздела фаз при внешнем нагреве. Вместо реального статистического распределения компонентов в конденсированной системе рассмотрим модельную упорядоченную гетерогенную систему, состоящую из пластин или цилиндров, оси которых направлены поперек плоскости межфазной поверхности. Соотношение поперечных размеров пластин r_a и r_b компонентов равно соотношению их объемных содержаний v и $1 - v$. Сами значения r_a и r_b предполагаются достаточно малыми, чтобы считать систему однотемпературной.

Пусть на поверхность вещества падает лучистый поток. Вследствие нагрева поверхности происходит пиролиз конденсированных компонентов с образованием газообразных реагентов. Считаем массовые скорости пиролиза горючего и окислителя экспоненциальными функциями температуры поверхности T_s . В общем случае эти скорости различны, и требуется учет неравномерности выгорания компонентов. Разница в скоростях разложения компонентов может частично нивелироваться тем, что медленно разлагающийся компонент, отставая от быстроразлагающегося, принимает выпуклую форму (для рассматриваемой модели гетерогенности форму клина). При этом поверхность медленно разлагающегося компонента увеличивается, что приводит к росту его массовой скорости разложения. Увеличение поверхности медленно горящего компонента по сравнению с плоской границей есть величина, примерно равная $(1 + (h_a/r_a)^2)^{1/2}$, где h_a — высота клина, определяемая всей историей его эволюции. В этом же отношении увеличивается и массовая скорость разложения компонента.

Обозначим массовые концентрации продуктов разложения компонентов через a и b и предположим в газовой фазе реакцию первого порядка по каждому из них с положительным тепловым эффектом Q .

Математическая модель формулируется в виде уравнений теплопроводности и диффузии

$$c_{\kappa} \rho_{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} + m c_{\kappa} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{\kappa} \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad (1)$$

$$c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} \frac{\partial T}{\partial t} + m c_{\Gamma} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{\Gamma} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + QF(a, b, T), \quad (2)$$

$$\rho_{\Gamma} \frac{\partial a}{\partial t} + m_{ax} \frac{\partial a}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_{\Gamma} D \frac{\partial a}{\partial x} \right) - F(a, b, T), \quad (3)$$

$$\rho_{\Gamma} \frac{\partial b}{\partial t} + m_{bx} \frac{\partial b}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_{\Gamma} D \frac{\partial b}{\partial x} \right) - F(a, b, T), \quad (4)$$

$$F(a, b, T) = \rho_{\Gamma}^2 a b z \exp(-F/(RT)).$$

Уравнение (1) действует при $x < 0$, а (2)–(4) при $x > 0$. В (1), (2) стоит среднеобъемная массовая скорость

$$m = m_{ax} v + m_{bx} (1 - v). \quad (5)$$

Для m_{ax} и m_{bx} , как сказано выше, запишем

$$m_{ax}/m_a = (1 + (h_a/r_a)^2)^{1/2}, \quad m_{bx}/m_b = (1 + (h_b/r_b)^2)^{1/2}, \quad (6)$$

где

$$m_a = m_{a_s} \exp(-E_a/(RT_s)), \quad m_b = m_{b_s} \exp(-E_b/(RT_s)). \quad (7)$$

Для h_a и h_b записываются уравнения

$$\rho_{\kappa} \frac{dh_a}{dt} = (m_b - m_{ax}) e(h_a), \quad \rho_{\kappa} \frac{dh_b}{dt} = (m_a - m_{bx}) e(h_b), \quad (8)$$

где $e(s)$ — функция Хевисайда; при $s < 0$ $e(s) = 0$, при $s > 0$ $e(s) = 1$.

В качестве замыкающих условий примем отсутствие градиентов температуры при $x = \pm\infty$, концентраций при $x = +\infty$, а также непрерывность потоков на границе раздела фаз

$$\left(\lambda_{\kappa} \frac{\partial T}{\partial x} - \lambda_{\Gamma} \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = q(t), \quad (9)$$

$$\left(m_{ax} (a - v) - D \rho_{\Gamma} \frac{\partial a}{\partial x} \right)_{x=0} = 0, \quad \left(m_{bx} (b + v - 1) - D \rho_{\Gamma} \frac{\partial b}{\partial x} \right)_{x=0} = 0.$$

Наконец, отсутствие скачка температуры при $x = 0$ дает определение фигурирующей в (7) температуры поверхности

$$T_s = T(0, t). \quad (10)$$

До включения внешнего потока $q(t) = qe(t_e - t)$ считается, что

$$T(0, x) = T_{\pi}, \quad a(0, x) = b(0, x) = 0.$$

Считаем, что значения $D \rho_{\Gamma}^2$ и $\lambda_{\Gamma} \rho_{\Gamma}$ не зависят от температуры. Это позволяет путем перехода к массовой координате $dl = \rho_{\Gamma} dx$ учитывать тепловое расширение в газе [5]. Влияние давления учитывалось через изменение плотности газа $\rho_{\Gamma} = \rho_{\Gamma}^1 p$ (ρ_{Γ}^1 — плотность газа при атмосферном давлении) с учетом того, что $D \approx \rho_{\Gamma}^{-1}$, $D = D_1/p$.

Предложенная модель исследовалась численно. В расчетах использованы в основном параметры из [4, 5], такие, чтобы могла распространяться самостоятельная волна горения и время зажигания при умеренных тепловых потоках было близко к экспериментальным данным [6]. Приведенные ниже расчетные данные получены при следующих параметрах: $v = 0,41$, $\rho_{\kappa} = 1,5$ г/см³, $c_{\kappa} = c_{\Gamma} = 0,3$ кал/(г·К), $\lambda_{\kappa} = 7,5 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·К), $\rho_{\Gamma}^1 = 5 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $\lambda_{\Gamma} = 10^{-4}$ кал/(см·с·К), $Qz = 36 \cdot 10^{15}$ кал/(г·с), $Q = 1200$ кал/г, $E = 36500$ кал/моль, $T_{\pi} = 300$ К,

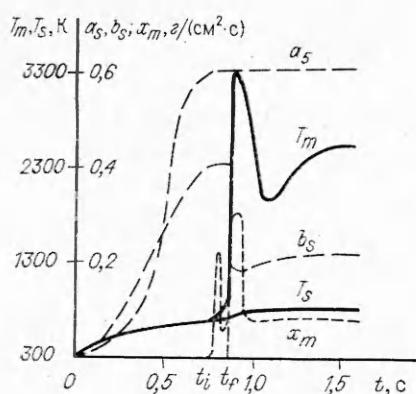


Рис. 1. Динамика характеристик в процессе зажигания и выхода на режим горения при постоянном облучении; $q = 7,44 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

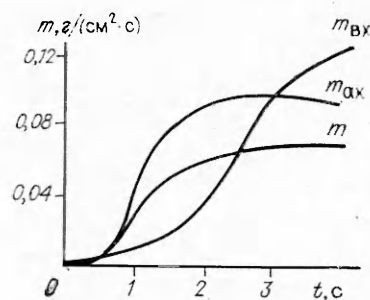


Рис. 2. Динамика скорости поверхности в процессе зажигания и выхода на режим горения; $q = 7,44 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, $p = 1 \text{ атм}$.

$m_{as}^0 = 0,75 \cdot 10 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, $E_a = 18\,000 \text{ кал}/\text{моль}$, $m_{bs}^0 = 1,05 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, $E_b = 7160 \text{ кал}/\text{моль}$, $r_a = 0,05 \text{ см}$, $D_1 = \lambda_1 / (c_T \cdot \rho_T^1)$.

Вариант расчета динамики таких характеристик, как температура поверхности $T_s(t)$, максимальная температура $T_m(t)$, ее координата $x_m(t)$, а также значения концентраций газовых реагентов $a(t)$ и $b(t)$ на поверхности, дан на рис. 1. Вплоть до некоторого момента $t = t_i$ максимум температуры расположен на поверхности конденсированного вещества. Все это время от начала нагрева внешним источником до $t = t_i$ происходит прогрессирующее накопление газовых реагентов и создание температурных условий для их воспламенения.

При $t > t_i$ координата x_m максимальной температуры смещается в газовую фазу — происходит воспламенение накопившихся газовых реагентов с характерным резким увеличением T_m . Рассмотрение приведенных на рис. 1 кривых показывает, что и $T_m(t)$, и $x_m(t)$ немонотонны. Воспламенение может состоять из ряда последовательных вспышек, что наблюдается в эксперименте. В опытах, как правило, фиксируют вспышку (критерий по появлению пламени). Поэтому важно оценить разницу между моментом вспышки t_f и моментом окончания индукционного периода t_i . Результаты расчетов временных характеристик зажигания и экспериментальные данные из [6] приведены в таблице (при атмосферном давлении). Различия между t_i и t_f во всем исследованном диапазоне q не более 12% и с увеличением q падает.

Динамика характеристик процесса зажигания, представленная на рис. 1, такова, что установление их заканчивается к моменту $t \sim 1,6 \text{ с}$. Но к этому времени еще далеко не заканчивается формирование стационарной структуры поверхности конденсированного вещества. В частности, как следует из рис. 2, среднеобъемная массовая скорость горения устанавливается быстрее, чем скорость пиролиза компонентов. Расчеты t_i и t_f при варьировании дисперсности показывают их очень слабую чувствительность.

Рассмотрим теперь зависимость времени зажигания от давления. В [6, 7] показано, что при малых q зависимость $t_i(p)$ возрастающая, а при больших q t_i с ростом p вначале убывает, а затем практически не изменяется.

На рис. 3 нанесены кривые $t_i(p)$ и $t_f(p)$. Расчеты показывают, что различия t_i и t_f существенно для интерпретации соответствующих экспериментальных данных. Немонотон-

$q, \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$	$t_i, \text{ с}$	$t_f, \text{ с}$	$t_{\text{эксп}}, \text{ с}$ (вспышка)
5,3	1,39	1,59	1,30
18,0	0,166	0,189	0,19
27,12	0,083	0,094	0,090
46,32	0,033	0,0375	0,075

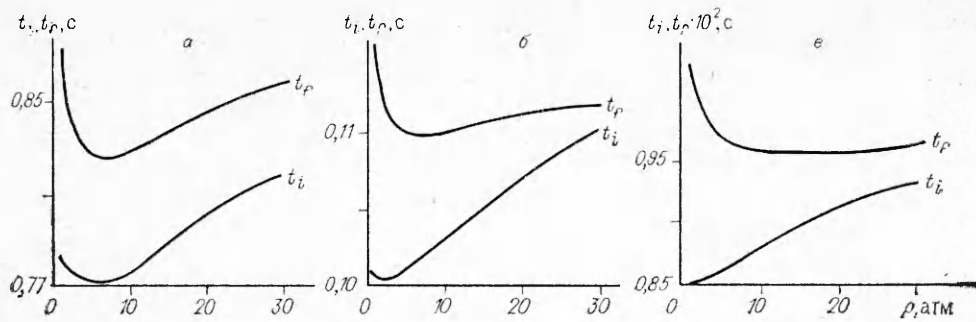


Рис. 3. Зависимость t_i и t_f от давления при $q = 7,44$ (а), 24 (б) и 100 кал/(см² · с) (в).

ность $t_i(p)$, проявившаяся в расчетах, отмечалась и пояснялась в [4]. Но вычисленные зависимости $t_i(p)$ не воспроизводят экспериментальные результаты, что, казалось бы, требует реконструкции теоретической модели [4]. Привлечение в рассмотрение $t_f(p)$ позволяет, по крайней мере качественно, согласовать модель с экспериментальными фактами. Действительно, начиная с некоторого $p = p_{mi}$, слабо зависящего от q , зависимость $t_i(p)$ становится возрастающей. Причиной является доминирование теплоотдачи над усилением скорости тепловыделения при повышении давления [4]. Поскольку скорость химической реакции $\sim p^2$, то с ростом p быстро падает и $t_i - t_f$. При $p = p_{mf}$ величина $t_f(p_{mf})$ достигает своего минимального значения при заданном q . Но $p_{mf} > p_{mi}$ тем больше, чем больше q . И наконец, чем больше q , тем менее отчетливо выражен минимум $t_f(p_{mf})$. Наблюдаемый в экспериментах [6] рост вместе с p при малом q времени воспламенения проявляется вследствие того, что $p_{mf} \sim p_{mi}$. Падение $t_f(p)$ при большом q связано с тем, что $p_{mf} \gg p_{mi}$, и очень слабым ростом t_f при $p > p_{mf}$.

Кроме фиксации воспламенения по вспышке продуктов газификации конденсированных компонентов важное прикладное значение имеет выяснение области устойчивого зажигания. При заданном q это может быть время экспозиции t_e внешнего излучения, необходимого и достаточного для организации волны самостоятельного горения. Иногда это формулируется как критерий «да — нет» (например, [8]).

На рис. 4 показана рассчитанная диаграмма. Кривая t_e^* окаймляет область устойчивого зажигания $t_e^*(q)$, внутри изображенного «полуострова» снятие внешнего излучения не приводит к потуханию.

Для иллюстрации на рис. 5 показаны ($q = 5,3$ кал/(см² · с)) $T_s(t)$ и $T_m(t)$ при различных временах экспозиции. Кривые семейств 3 и 4 соответствуют точкам на диаграмме рис. 4 вблизи кривой устойчивого зажигания. Прослеживая эволюцию T_s (пли, что более отчетливо, T_m) после

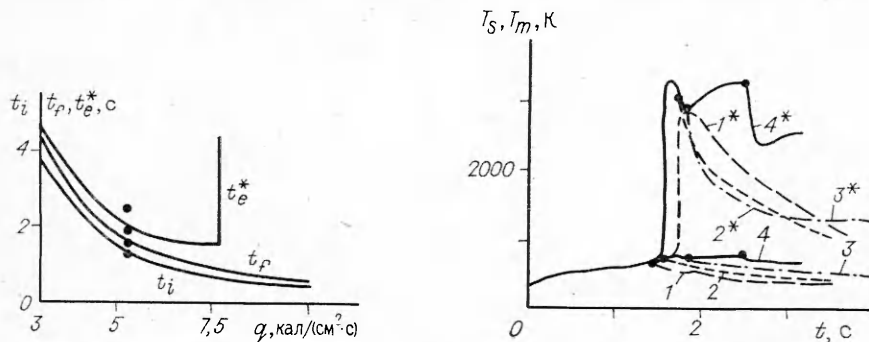


Рис. 4. Граница области устойчивого зажигания; $p = 1$ атм.

Рис. 5. Динамика $T_s(t)$, $T_m(t)$ для различных t_e . 1,1* — $t_e = t_i$; 2,2* — $t_e = t_f$; 3,3* — $t_e = 1,8$ с; 4,4* — $t_e = 2,5$ с.

отключения внешнего источника при $t = t_e$ (на графиках нанесены точки, соответствующие окончанию экспозиции), легко убедиться в существовании критических условий устойчивого зажигания. Причем критическая альтернатива не связана однозначно с самими значениями T_s и T_m , достигаемыми в момент отключения источника. Вопрос о параметре или параметрической зависимости, ответственной за устойчивость зажигания, пока открыт, хотя имеются факты и соображения о роли энергетических и релаксационных свойств конденсированных горючих систем [9, 10].

Возвращаясь к рис. 4, отметим, что имеется заметная разница между кривыми устойчивого зажигания t_e^* и времени индукционного зажигания $t_i(q)$ (равно как и кривой времени вспышки $t_f(q)$), в то время как для модели [2] характерна устойчивость зажигания непосредственно после достижения $t_e > t_f$. Отметим при этом, что разность $t_e^* - t_f$ растет с увеличением q , как это и отмечается в экспериментах [8]. Аналогично [2], здесь также существует некоторое q_0 , такое, что при $q > q_0$ самоподдерживающееся горение организовать не удастся. Но при $q < q_0$ в изучаемой модели не обнаруживается верхней границы по t_e области устойчивого зажигания, в то время как в [2] она вместе с кривой $t_f(q)$ образует характерную форму «клюва». Вероятно, наличие двух границ области устойчивого зажигания $t_f < t_e < t_e^*$ в некотором диапазоне по q является характерным признаком слабого влияния газовой фазы.

В связи с этим укажем на работу [11], где расчет области устойчивости зажигания выполнялся в рамках феноменологической теории горения твердых топлив [12]. Полученная там «клювообразная» диаграмма, вероятно, свидетельствует о том, что примененные феноменологические связи отражают характеристики конденсированной фазы гораздо сильнее, чем газовой. Отметим, что «клювообразная» форма области устойчивого зажигания экспериментально обнаруживалась для нитроглицеринового пороха [13], пироксилина и октогена [14]. Другие формы области устойчивости приведены в [1, 15]. Возможно, как это следует из изложенного выше, сама форма области устойчивого зажигания может служить одним из индикаторов, свидетельствующим о роли реакций в каждой из фаз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зарко В. Е. Устойчивость зажигания конденсированных систем // ФГВ.— 1991.— 27, № 1.— С. 3—11.
2. Баклан С. И., Вилюнов В. Н., Дик И. Г. О переходе к горению конденсированного вещества при действии импульса светового потока // Там же.— 1986.— 22, № 6.— С. 88—93.
3. Дик И. Г., Саженова Е. А., Селиховкин А. М. Роль газовой фазы при переходе в горение конденсированного вещества при иницировании химической реакции радиационным потоком // Там же.— 1991.— 27, № 4.— С. 52—53.
4. Вилюнов В. Н., Дик И. Г., Зурер А. Б. К теории зажигания гетерогенных систем лучистой энергией // Там же.— 1988.— 24, № 4.— С. 3—10.
5. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.— 184 с.
6. Кузнецов В. Т., Марусин В. П., Скорик А. И. К вопросу о механизме зажигания гетерогенных систем // ФГВ.— 1974.— 10, № 4.— С. 526—529.
7. Кузнецов В. Т., Скорик А. И. Зажигание октогена световым потоком // Там же.— 1977.— 13, № 2.— С. 274—274.
8. Христофоров А. В., Максимов Ю. Я., Аbruков С. А. Об аномалиях воспламенения/Чиб. ун-т.— Чебоксары, 1989.— 15 с.— Деп. в ВИНТИ 17.08.89, № 5931-В89.
9. Либрович В. Б. О воспламенении порохов и взрывчатых веществ // ПМТФ.— 1968.— № 2.— С. 36—43.
10. Баклан С. И., Вилюнов В. Н., Дик И. Г. К вопросу о критерии устойчивости зажигания конденсированного вещества // ФГВ.— 1989.— 25, № 1.— С. 12—16.
11. Ассовский И. Г., Закиров З. Г. О зажигании газифицирующегося топлива // Хим. физика.— 1987.— 6.— № 11.— С. 1583—1590.
12. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив.— М.: Наука, 1973.— С. 176.
13. Михеев В. Ф., Левашов Ю. В. Экспериментальное изучение критических условий при зажигании и горении порохов // ФГВ.— 1973.— 9, № 4.— С. 506—510.
14. Дик И. Г., Зурер А. Б., Кузнецов В. Т. Об устойчивости зажигания конденсирован-

- ных веществ при воздействии импульса светового потока // Там же.— 1979.— 15, № 3.— С. 77—82.
15. Марусин В. П., Кузнецов В. Т., Скорик А. И. Особенности устойчивого зажигания системы ПХА + уротропин тепловым импульсом // Там же.— 1990.— 26, № 2.— С. 37—40.

г. Томск

УДК 546.36

*В. А. Бабук, В. А. Васильев, О. Я. Романов,
В. И. Марьяш, Г. А. Толмачев*

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ КАПЕЛЬ $Al-Al_2O_3$ В АКТИВНОМ ГАЗОВОМ ПОТОКЕ

По результатам комплексного экспериментального исследования установлен ряд явлений, составляющих процесс эволюции конденсированной фазы продуктов сгорания твердых топлив, разработаны их физико-математические модели. Использование оптимизационной процедуры при определении коэффициентов согласования моделей позволило получить хорошее соответствие экспериментальным данным, что подтверждает сравнительно высокое качество моделирования и обеспечивает возможность прогнозирования характеристик двухфазного потока.

При горении твердых топлив (ТТ), содержащих Al , у поверхности горящего топлива формируется двухфазный поток, содержащий конденсированные продукты и несущую газовую фазу. Конденсированные продукты состоят из агломератов [1] и частиц высокодисперсного оксида. При движении потока происходит взаимодействие фаз и частиц продуктов между собой. В результате этого трансформируются свойства потока, что приводит к изменению эффективности использования ТТ в разнообразных энергетических установках. Для решения задачи моделирования характеристик двухфазного потока исследованы физико-химические превращения в этом потоке.

Эксперименты проводились при сжигании образцов ТТ в установках постоянного объема и давления в среде инертного газа [2, 3]. Методика исследования предусматривала на различных стадиях эволюции определение характеристик конденсированных продуктов посредством отбора, визуализацию частиц и измерение температуры фаз. Продукты отбирались при совместном использовании инертной жидкости, газа и аэрозольных фильтров. При этом имелась возможность отобрать частицы с размерами от десятых долей до тысяч микрон. Конденсированные продукты подвергались дисперсионному и массовому анализам, а также определялись параметры их структуры и химического состава. Температуру измеряли методами оптической пирометрии [2, 4]. Визуализация частиц проводилась скоростной киносъемкой с использованием оптически прозрачных окон. Моделирование различных стадий эволюции реализовано размещением образцов ТТ в трубке из сублимирующих материалов (фторопласта или плексигласа). Длина трубки влияла на время пребывания продуктов в условиях одномерного потока. Экспериментально установлено следующее:

1) свойства топлива определяют соотношение между количествами агломератов и высокодисперсных оксидов, поставляемых с поверхности горящего ТТ, а следовательно, и начальные значения температуры, окислительного потенциала и концентрации конденсированных продуктов двухфазного потока;

2) агломераты — это капли металла и оксида, находящиеся в равновесном положении (в этих образованиях возможно наличие газовых включений);

© В. А. Бабук, В. А. Васильев, О. Я. Романов, В. И. Марьяш, Г. А. Толмачев, 1993.

9 Физика горения и взрыва № 3, 1993 г.

129