

УДК 536.46

## ГЕНЕРАЦИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЗОНЕ ГАЗИФИКАЦИИ ТВЕРДОГО РАКЕТНОГО ТОПЛИВА

К. О. Сабденов

Северо-Казахстанский государственный университет им. М. Козыбаева, 150000 Петропавловск, Казахстан, sabdenovko@yandex.kz

Предложен новый путь возникновения «собственной» турбулентности в механизме Гусаченко — Зарко отрицательного эрозионного эффекта при горении топлива. Показано, что зона газификации твердого топлива может генерировать гидродинамическую неустойчивость, если его скорость горения при постоянной температуре зависит от давления. Условия возникновения гидродинамической неустойчивости горения топлив, разлагающихся по схемам твердая фаза → жидкая фаза → газ и твердая фаза → газ, сильно различаются. Зона газификации в топливах первого типа более склонна к генерации неустойчивости, чем зона газификации в топливах второго типа. Гидродинамическая неустойчивость возникает при превышении критического значения числа Рейнольдса, которое зависит от свойств топлива и внешних условий.

Ключевые слова: эффект Вилюнова — Дворяшина, гидродинамическая неустойчивость, зона газификации твердого топлива, «собственная» турбулентность, механизм Гусаченко — Зарко.

DOI 10.15372/FGV20160608

### ВВЕДЕНИЕ

Современное состояние теории отрицательного эрозионного эффекта при горении топлива, или эффекта Вилюнова — Дворяшина [1], можно охарактеризовать как активно развивающееся направление. Полной ясности в этом вопросе пока еще нет, требуются дополнительные теоретические и экспериментальные исследования, чтобы выяснить основные факторы, приводящие к снижению скорости горения при обдуве поверхности газификации твердого топлива продуктами горения. Здесь значительная роль принадлежит очень тонкой пространственной области, расположенной вблизи поверхности газификации твердой фазы топлива. Анализ процессов в этой области посвящено настоящее исследование.

### АНАЛИЗ МОДЕЛЕЙ, ПРИВОДЯЩИХ К МАКСИМУМУ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОДПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ

В механизме Гусаченко — Зарко [2], предложенном для объяснения отрицательного эрозионного эффекта Вилюнова — Дворяшина, предполагается существование «собственной»

турбулентности вблизи поверхности газификации твердого топлива. Это одна из ключевых идей данного механизма. Для обоснования существования «собственной» турбулентности Л. К. Гусаченко и В. Е. Зарко приводят ряд фактов экспериментального наблюдения движущихся волн в виде зон свечения вдоль поверхности горения топлива [3–5]. Характерный размер волн составлял порядка 1 мм. Волны, по всей видимости, имеют нерегулярную структуру в пространстве и во времени, что позволило авторам [2] отождествить их с турбулентностью.

Для возникновения «собственной» турбулентности стационарное горение должно быть неустойчивым. Потеря устойчивости горения топлива может происходить за счет выделения большого количества тепла в подповерхностной зоне [2, 6]. Необходимая для поддержания горения температура поверхности газификации частично обеспечивается поступающим из газовой фазы теплом и частично за счет химических реакций в подповерхностной зоне. Выделение «лишнего» тепла в этой зоне приводит к появлению в ней точки максимума температуры, и стационарное горение становится невозможным.

Условие возникновения неустойчивости связано с параметром  $\alpha_*$  — массовой долей разложения вещества в конденсированной фа-

зе, введенным А. Г. Мержановым и Ф. И. Дубовицким [7]. При превышении критического значения  $\alpha_*$  в подповерхностной зоне появляется максимум температуры, и вследствие этого возникает неустойчивость горения [2]. Но такое объяснение возникновения неустойчивости встречает ряд возражений. Во-первых, параметр  $\alpha_*$  является характеристикой процесса и не является характеристикой вещества. Поэтому для него должно быть составлено уравнение, как и для любых динамических параметров подповерхностной зоны. Во-вторых, горение — самоорганизующееся явление, где всегда существует строгая согласованность тепловых, химических и гидродинамических процессов [8]. В серии работ [9–11] показана связь между стационарным распространением пламени и тепловым взрывом в длинном цилиндрическом сосуде. Основные выводы работ [9–11] следующие:

1) критическое состояние теплового взрыва характеризуется отсутствием максимума температуры во фронте пламени (это особенно ясно видно на примере реакции нулевого порядка [9]) и минимальной скоростью горения из бесконечного спектра;

2) минимум скорости горения  $u$  гарантирует минимум производства энтропии  $S' = \text{const} u$  [11] в волне горения, т. е. требование теоремы Пригожина [12] выполнено.

Тем не менее, возникновение неустойчивости вследствие избытка тепла в подповерхностной зоне полностью исключать нельзя, связь между требованием минимума  $S'$  и условием устойчивости горения еще недостаточно выявлена.

Экспериментальные исследования [3–5] нерегулярных режимов горения твердых топлив проводились на цилиндрических образцах малого диаметра ( $10 \div 25$  мм), когда существенным становится влияние потерь тепла с боковых поверхностей топливного заряда. О значительной роли потерь тепла из зоны горения свидетельствует также низкая (средняя) скорость горения топлива  $u_n \approx 1.0 \div 3.0$  мм/с. При ее снижении до  $u_n \approx 0.5 \div 0.8$  мм/с горение достаточно быстро прекращалось, т. е. оно протекало вблизи своих пределов. На существенную роль потерь тепла при формировании приповерхностных волн указывают и сами авторы [3–5]. Теоретический анализ [13] в рамках феноменологического подхода показал уменьшение области устойчивого горения

в случае потерь тепла с боковой поверхности цилиндрического образца.

Ясно, что потеря тепловой устойчивости горения еще не означает возникновения турбулентности, имеется множество примеров, когда это приводило к новым устойчивым состояниям или к периодическим изменениям параметров системы. Но существует также и множество примеров, когда потеря устойчивости и дальнейшее удаление от устойчивого состояния приводили к хаотической динамике [14, 15], причем в условиях, когда отсутствовала потери тепла из зоны горения. В этих случаях неустойчивое горение было вызвано «внутренними» свойствами самой системы, состоящей из твердой фазы, поверхности газификации и пламени в газовой фазе.

Механизм отрицательного эрозионного эффекта [16, 17] основан на учете изменения температуры пламени и поверхности газификации, когда часть тепла химических реакций превращается в механическую энергию движения газовых продуктов горения. В этом механизме используется 1-й закон термодинамики [12]: полная удельная энергия газа в камере ракетного двигателя  $E_\Sigma$  состоит из его внутренней энергии  $U$ , кинетической энергии  $(v^2 + w^2)/2$ , тепла  $Q$  химических реакций и тепловой энергии, теряемой через стенки камеры сгорания. Здесь  $v$  — скорость оттока газа от поверхности газификации топлива,  $w$  — скорость движения газа вдоль канала камеры сгорания. При относительно малой потере энергии через стенки камеры сгорания можно приближенно записать:

$$E_\Sigma \approx U + \frac{v^2 + w^2}{2} + Q = \text{const}.$$

В камере сгорания происходит существенное увеличение энергии  $w^2/2$ , поэтому температура газа  $T$  и внутренняя энергия снижаются ( $U \sim T$ ). Уменьшается также и теплота реакции  $Q$ . Это приводит к снижению скорости горения. Механизм Гусаченко — Зарко [2] может приобрести надежную теоретическую основу, если будут найдены доказательства существования «внутренней» турбулентности.

Оба названных механизма по физическому содержанию не противоречат и не исключают друг друга, они могут вместе составить общую теоретическую картину отрицательного эрозионного эффекта.

Отрицательный эрозионный эффект Вилюнова — Дворяшина наблюдался в экспериментах с топливами, сильно различающимися физическими и химическими свойствами [1, 18, 19]. Если допустить возможность реализации механизма Гусаченко — Зарко, то причины возникновения «собственной» турбулентности должны быть достаточно универсальными и не должны носить частного характера, как в случае неустойчивости горения при возникновении максимума температуры в подповерхностном слое.

В теории турбулентности [20] хаотическое движение существенно затухает на малых пространственных масштабах, где значительную роль играют силы вязкого трения и происходит сильная диссипация кинетической энергии в тепловую. Но это справедливо, если источник энергии турбулентности сосредоточен в макроскопических масштабах. Если он находится в микроскопических масштабах, то силы вязкого трения не могут уничтожить турбулентность. В этом случае возможно только равновесие между генерацией турбулентности и ее диссипацией. Если мощность источника энергии относительно невелика, турбулентность будет локализована на малых пространственных масштабах. По мере удаления от источника турбулентность будет затухать. Такую локализованную турбулентность, создаваемую неустойчивостью горения вблизи поверхности газификации (источника энергии) твердой фазы топлива, можно назвать «собственной» турбулентностью.

Универсальной причиной, приводящей к возникновению «собственной» турбулентности, может стать гидродинамическая неустойчивость.

### СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ДАВЛЕНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ

Рассмотрим простую схему зоны газификации топлива (рис. 1). Твердая фаза превращается в жидкость толщиной  $h$ . Образующийся при испарении жидкости пар сгорает на расстоянии  $x = x_b$  от поверхности жидкости ( $x = 0$ ), в области  $x > x_b$  скорость газа  $v_b$  постоянна.

Стационарное состояние в области 1 характеризуется постоянной скоростью жидкости  $v_1 = u$ , плотностью  $\rho_1$  и кинематической

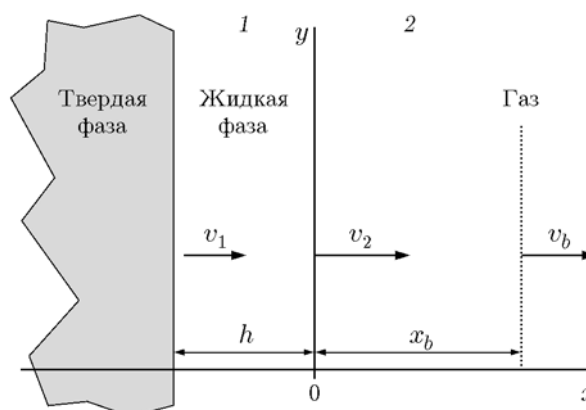


Рис. 1. Схема зоны газификации твердого топлива

вязкостью  $\nu$ ; в области 2, занятой газом, оно характеризуется скоростью  $v_2 = nv_1$ , плотностью  $\rho_2$ , влияние вязкости пара не учитывается. Последнее означает пренебрежение силами вязкого трения по сравнению с аналогичными силами в жидкости. Здесь  $n = \rho_1/\rho_2$  — коэффициент расширения.

Тонкая жидкая пленка образуется в зоне газификации ряда топлив (содержащих, например, перхлорат аммония). Точных данных о толщине жидкой пленки  $h$  нет. По оценкам [6],  $h = 2 \div 3$  мкм. Примерно такая же оценка приведена в книге [21]. Ширина зоны горения составляет  $x_b = 40 \div 100$  мкм [21, 22]. Отсюда видно, что  $h/x_b \ll 1$ .

Возникновение гидродинамических возмущений в зоне газификации может происходить с любыми волновыми числами. Рассмотрим волновые числа  $k$  порядка  $1/h$ . Характерное время гидродинамического изменения давления  $t_1 \approx h/v_2$ . Время тепловой релаксации  $t_2$  в газовой фазе определяется температуропроводностью газа  $\alpha_2$  и длиной  $x_b$ :  $t_2 \approx x_b^2/\alpha_2$ . Отношение времен  $t_1/t_2 \approx h\alpha_2/(v_2x_b^2)$ . Используя приближенную оценку  $x_b \approx \alpha_2/v_b$ , получаем  $t_1/t_2 \approx hv_b/(v_2x_b) \ll 1$ , так как  $v_b/v_2 = 3 \div 4.5$ . Малое значение  $t_1/t_2 \ll 1$  означает слабое влияние температуры на скорость газификации. Основная роль принадлежит давлению. Ниже будет получена более точная оценка отношения  $t_1/t_2 \ll 1$ .

Экспериментальные данные указывают на рост скорости горения  $u$  с повышением давления  $p$ . Обычно зависимость  $u(p)$  имеет степенную форму [21, 22]:

$$u = \text{const } p^m, \quad (1)$$

где  $m < 1$ . Уравнения вида (1) получены при стационарных режимах горения.

Рассматриваемая ниже физическая ситуация предполагает колебания давления с высокой частотой. При этом изменение давления вызвано гидродинамическими возмущениями вблизи поверхности газификации, а изменения теплового потока из газовой фазы и температуры настолько малы, что их можно не учитывать. В этом случае уравнение (1) неприменимо.

Экспериментальных данных по зависимости скорости горения от давления при постоянной температуре  $T_s$  найти не удалось. Известны только различные теоретические зависимости скорости горения  $u$  от температуры поверхности газификации  $T_s$  и давления  $p$ , они обсуждаются в [6, 23]. Каждая модель зоны газификации топлива приводит к специфической зависимости  $u(p, T_s)$ , большая часть имеет вид

$$u = \text{const } p^\delta \exp\left(-\frac{E}{2RT_s}\right),$$

где  $E$  — энергия активации,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $\delta$  — числовой параметр,  $\delta > 0$ . Все предложенные зависимости дают положительное значение параметра

$$\varepsilon = \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_{T_s}.$$

Модель, предложенная авторами [24, 25], в зависимости от свойств топлива и условий горения дает как положительные, так и отрицательные значения  $\varepsilon$ . В модели Вильямса [26]  $\varepsilon < 0$ . Равенство  $\varepsilon = 0$  означает, что скорость горения является однозначной функцией температуры  $T_s$ .

Отрицательное значение  $\varepsilon$  получается, если допустить отсутствие химических реакций в зоне газификации. В этом случае массовая скорость испарения  $j$  (кг/(м<sup>2</sup>·с)) с плоской поверхности жидкости дается уравнением Герца — Кнудсена [27]

$$j = \eta \sqrt{\frac{\mu_m}{2\pi RT_s}} (p_s - p_*),$$

где  $\eta$  — коэффициент аккомодации,  $\mu_m$  — молекулярная масса жидкости,  $p_*$  — действительное давление паров жидкости,  $p_s$  — равновесное давление паров.

Уравнение Герца — Кнудсена не соответствует реальной картине перехода в газ жидкой фазы, образующейся при горении твердого ракетного топлива. Здесь она служит в качестве ориентира в процессах газификации на фоне большого числа моделей и разновидностей топлив.

Вблизи поверхности газификации газ состоит из паров топлива и других компонентов, включая продукты горения. Если  $Y_s$  — относительная объемная концентрация пара в смеси и на поверхности газификации, то  $p_*$  связано с общим давлением смеси газов  $p$  уравнением  $p_* = Y_s p$ . Из уравнения Герца — Кнудсена, учитывая соотношение  $u = j/\rho_1$ , находим связь между скоростью горения  $u'$  и возмущением давления  $p'$ :

$$u' = -\frac{\eta Y_s}{\rho_1} \sqrt{\frac{\mu_m}{2\pi RT_s}} p'.$$

При искривлении поверхности жидкости давление  $p_s$  меняется на величину (формула Томсона)  $\sigma K(n-1)$  [28], где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $K$  — кривизна поверхности жидкости. Тогда на выпуклых участках жидкости скорость испарения увеличивается, на вогнутых — уменьшается.

Далее примем следующую форму зависимости скорости горения  $u'$  от слабого возмущения давления  $p'$ :

$$u' = \varepsilon p' - gK, \quad (2)$$

где значение  $\varepsilon$  может быть отрицательным и положительным. Коэффициент  $g$  зависит от свойств топлива; в частности, если использовать формулу Герца — Кнудсена, получим

$$g = \frac{\sigma|\varepsilon|}{n-1}, \quad \varepsilon = -\frac{\eta Y_s}{\rho_1} \sqrt{\frac{\mu_m}{2\pi RT_s}}.$$

Коэффициент  $g$  аналогичен константе в формуле Маркштейна [29], учитывающей изменение скорости пламени за счет возникающей неоднородности температуры при наличии ее градиента. Здесь привлекать формулу Маркштейна нет смысла, в малой окрестности зоны газификации температура практически постоянна и равна  $T_s$ .

### ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ЗОНЫ ГАЗИФИКАЦИИ ТОПЛИВА ПО СХЕМЕ ТВЕРДАЯ ФАЗА → ЖИДКАЯ ФАЗА → ГАЗ

Гидродинамическая неустойчивость типа Ландау — Дарье [29, 30] возникает в области, где имеется ускорение потока газа и снижение его плотности при слабо меняющемся давлении. Можно считать, что эта область — источник гидродинамических возмущений, она характеризуется своей мощностью. Мощность источника оценивается волновым числом  $k$  возмущений, характерной скоростью потока  $v_*$  и коэффициентом расширения  $n$ . Приблизительно (при  $n \gg 1$ ), чем меньше величина  $(v_* n^{1/2} k)^{-1}$ , тем мощнее источник возмущений.

Указанные условия возникновения гидродинамической неустойчивости существуют в зоне газификации. Здесь твердая (или жидкая) фаза превращается в газ с большим коэффициентом  $n$  и происходит движение газа.

Неравенство  $h/x_b \ll 1$  позволяет применить асимптотические методы: в первом приближении малые величины порядка  $h/x_b$  и высших порядков можно не рассматривать. Такими малыми являются производные от стационарных распределений скорости и плотности  $\frac{\partial v_2}{\partial x}$  и  $\frac{\partial \rho_2}{\partial x}$ . Поэтому далее примем  $v_2 \approx \text{const}$  и  $\rho_2 \approx \text{const}$ .

Возмущение деформации поверхности жидкой пленки представим в виде

$$\zeta = D \exp(\Omega t + iky) = D\psi, \quad (3)$$

$$\psi = \exp(\Omega t + iky),$$

где  $D$  — const,  $i = (-1)^{1/2}$ ,  $\Omega$  — комплексная частота,  $t$  — время,  $y$  — координата вдоль поверхности горения.

В области 1 ( $-h < x < 0$ ) (см. рис. 1) скорость газа и давление получают дополнительные составляющие  $v'_{1x}$ ,  $v'_{1y}$  и  $p'_1$ , в области 2 — соответственно  $v'_{2x}$ ,  $v'_{2y}$  и  $p'_2$ .

В области 1 используем уравнения Навье — Стокса:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'_{1x}}{\partial t} + v_1 \frac{\partial v'_{1x}}{\partial x} = \\ = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p'_1}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 v'_{1x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'_{1x}}{\partial y^2} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'_{1y}}{\partial t} + v_1 \frac{\partial v'_{1y}}{\partial x} = \\ = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p'_1}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v'_{1y}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'_{1y}}{\partial y^2} \right). \end{aligned}$$

Так как здесь рассматриваются только гидродинамические возмущения, то плотность и температура газа и жидкости постоянны. Тогда справедливо уравнение неразрывности

$$\frac{\partial v'_{1x}}{\partial x} + \frac{\partial v'_{1y}}{\partial y} = 0. \quad (5)$$

Возмущения давления  $p'_1$  находятся из уравнения

$$\frac{\partial^2 p'_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'_1}{\partial y^2} = 0. \quad (6)$$

Давление  $p'_1$  и скорости  $v'_{1x}$ ,  $v'_{1y}$  удовлетворяют уравнениям (6) и (5), если их представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} p'_1 &= B_1 \rho_1 \psi \exp(kx) + B_2 \rho_1 \psi \exp(-kx), \\ v'_{1x} &= A_1 \psi \exp(kx) + A_2 \psi \exp(-kx) + \\ &+ C_1 \psi \exp(\alpha_1 x) + C_2 \psi \exp(\alpha_2 x), \quad (7) \\ v'_{1y} &= iA_1 \psi \exp(kx) - iA_2 \psi \exp(-kx) + \\ &+ C_1 \frac{i\alpha_1}{k} \psi \exp(\alpha_1 x) + C_2 \frac{i\alpha_2}{k} \psi \exp(\alpha_2 x), \end{aligned}$$

где  $\alpha_{1,2} = \frac{v_1 \pm \sqrt{v_1^2 + 4\nu(\Omega + \nu k^2)}}{2\nu}$ ;  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  — const. Числому параметру  $\alpha_1$  соответствует положительный знак перед радикалом, параметру  $\alpha_2$  — отрицательный. Они являются корнями уравнения

$$\nu \alpha^2 - v_1 \alpha - \Omega - \nu k^2 = 0. \quad (8)$$

Функции в (7), содержащие  $C_1$  и  $C_2$ , удовлетворяют уравнениям Навье — Стокса (4), если в них принять  $p'_1 = 0$ .

Если давление и скорости из (7) использовать в уравнениях (4), то получим условия связи коэффициентов  $A_1$  и  $B_1$ ,  $A_2$  и  $B_2$ :

$$(\Omega + kv_1)A_1 = -kB_1, \quad (\Omega - kv_1)A_2 = kB_2.$$

Отсюда

$$B_1 = -\left(\frac{\Omega}{k} + v_1\right)A_1, \quad B_2 = \left(\frac{\Omega}{k} - v_1\right)A_2.$$

Теперь давление  $p'_1$  можно представить в новой форме:

$$p'_1 = -\left(\frac{\Omega}{k} + v_1\right)A_1\rho_1\psi \exp(kx) + \left(\frac{\Omega}{k} - v_1\right)A_2\rho_1\psi \exp(-kx). \quad (9)$$

На твердой поверхности топлива  $x = -h$  прием условия

$$v'_{1x} = v'_{1y} = 0, \quad p'_1 = 0. \quad (10)$$

Первые два равенства (10) — это условия прилипания, третье равенство означает, что поверхность твердой фазы топлива не является источником возмущений и не способствует их развитию.

Из третьего условия (10) находим

$$A_2 = \frac{\Omega + kv_1}{\Omega - kv_1} \exp(-2kh)A_1. \quad (11)$$

С учетом этого равенства и введением новых обозначений

$$C'_1 = C_1 \exp(-\alpha_1 h), \quad C'_2 = C_2 \exp(-\alpha_2 h),$$

$$A'_1 = A_1 \exp(-kh),$$

первые два условия в (10) можно записать в виде

$$C'_1 + C'_2 = -\frac{2\Omega}{\Omega - kv_1} A'_1,$$

$$C'_1 \frac{\alpha_1}{k} + C'_2 \frac{\alpha_2}{k} = -\frac{2kv_1}{\Omega - kv_1} A'_1.$$

Решив эту систему относительно неизвестных  $C'_1, C'_2$  и возвращаясь к прежним обозначениям, получим

$$C_1 = \frac{k}{\alpha_1 - \alpha_2} \frac{2}{\Omega - kv_1} \times \left(\frac{\Omega\alpha_2}{k} + kv_1\right) \exp[(\alpha_1 - k)h]A_1, \quad (12)$$

$$C_2 = -\frac{k}{\alpha_1 - \alpha_2} \frac{2}{\Omega - kv_1} \times$$

$$\times \left(\frac{\Omega\alpha_1}{k} + kv_1\right) \exp[(\alpha_2 - k)h]A_1.$$

Для упрощения дальнейшего рассмотрения перепишем уравнения (7) с учетом полученных выше результатов:

$$p'_1 = A_1\rho_1\psi \left(\frac{\Omega}{k} + v_1\right) \times \{\exp[-k(2h+x)] - \exp(kx)\},$$

$$v'_{1x} = \left[ \exp(kx) + \frac{\Omega + kv_1}{\Omega - kv_1} \exp(-2kh) \exp(-kx) \right] \psi A_1 + C_1\psi \exp(\alpha_1 x) + C_2\psi \exp(\alpha_2 x), \quad (13)$$

$$v'_{1y} = \left[ \exp(kx) - \frac{\Omega + kv_1}{\Omega - kv_1} \exp(-2kh) \exp(-kx) \right] i\psi A_1 + C_1 \frac{i\alpha_1}{k} \psi \exp(\alpha_1 x) + C_2 \frac{i\alpha_2}{k} \psi \exp(\alpha_2 x).$$

В области 2 ( $x > 0$ ) используем уравнения Эйлера и неразрывности

$$\frac{\partial v'_{2x}}{\partial t} + v_2 \frac{\partial v'_{2x}}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p'_2}{\partial x},$$

$$\frac{\partial v'_{2y}}{\partial t} + v_2 \frac{\partial v'_{2y}}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p'_2}{\partial y},$$

$$\frac{\partial v'_{2x}}{\partial x} + \frac{\partial v'_{2y}}{\partial y} = 0.$$

Отсутствие здесь членов с вязкостью и присутствие их в уравнениях (4) означает, что силы внутреннего трения принимаются во внимание только в жидкости. На динамику жидкости в пленке газ не оказывает существенного влияния [31], отношение сил трения в газе к силам трения в жидкости порядка величины  $\mu_2/(\nu\rho_1) \sim 10^{-3}$ , где  $\mu_2$  — динамическая вязкость газа.

Для давления  $p'_2$  и скоростей  $v'_{2x}, v'_{2y}$  используем решения Ландау [30]:

$$p'_2 = -B\rho_2 \left( v_2 - \frac{\Omega}{k} \right) \psi \exp(-kx),$$

$$v'_{2x} = B\psi \exp(-kx) + C\psi \exp \left( -\frac{\Omega x}{v_2} \right), \quad (14)$$

$$v'_{2y} = -iB\psi \exp(-kx) - C \frac{i\Omega}{kv_2} \psi \exp \left( -\frac{\Omega x}{v_2} \right).$$

На границе раздела сред ( $x \approx 0$ ) должно выполняться условие непрерывности касательной к поверхности компоненты скорости [8, 30]:

$$v'_{1y} + v_1 \frac{\partial \zeta}{\partial y} = v'_{2y} + v_2 \frac{\partial \zeta}{\partial y}. \quad (15)$$

Для нахождения других граничных условий учтем изменение скорости испарения, вызванное колебанием давления.

Второе граничное условие констатирует неизменность нормальной составляющей скорости газа относительно разрыва [8, 29]:

$$v'_{1x} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u', \quad v'_{2x} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + nu'.$$

С учетом равенства (2) можем записать

$$v'_{1x} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \varepsilon p'_2 - g \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2},$$

$$v'_{2x} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \varepsilon n p'_2 - gn \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2}. \quad (16)$$

Третье граничное условие требует соблюдения непрерывности нормальных напряжений:

$$p'_1 - p'_2 = 2\nu\rho_1 \frac{\partial v'_{1x}}{\partial x} - \sigma \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} +$$

$$+ 2\rho_1 v_1 (n-1) \left( \varepsilon p'_2 - g \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right), \quad (17)$$

Первые два члена в правой части (17) описывают изменение давления на границе двух сред, когда силами трения со стороны второй среды (газа) пренебрегают [31]. Первый член с вязкостью является компонентом тензора напряжений; второй член с коэффициентом поверхностного натяжения  $\sigma$  — это давление Лапласа; появление третьего члена связано с изменением скорости газа [8, 29].

При вычислении скоростей  $v'_{1x}$ ,  $v'_{1y}$  и производной  $\frac{\partial v'_{1x}}{\partial x}$  в точке  $x = 0$  возникают суммы  $\alpha_1 C_1 + \alpha_2 C_2$  и  $C_1 + C_2$ . В интересующем нас случае малой толщины жидкого слоя справедливо разложение в ряд Тейлора:

$$\alpha_1 C_1 + \alpha_2 C_2 \approx \frac{2k^2 v_1}{\Omega - kv_1} A_1 +$$

$$+ \left[ \frac{\Omega}{k} \alpha_1 \alpha_2 + kv_1 (\alpha_1 + \alpha_2) - k^2 v_1 \right] \frac{2kh}{\Omega - kv_1} A_1 =$$

$$= \frac{2k^2 v_1}{\Omega - kv_1} A_1 +$$

$$+ \left( \frac{kv_1^2}{\nu} - k^2 v_1 - \frac{\Omega \Omega + \nu k^2}{k \nu} \right) \frac{2kh}{\Omega - kv_1} A_1,$$

$$C_1 + C_2 \approx \frac{2k}{\Omega - kv_1} \left[ -\frac{\Omega}{k} + h(\Omega + kv_1) \right] A_1.$$

Здесь отброшены малые величины порядка  $h^2$  и выше. Их использование позволяет записать приближенные значения скоростей и производной на границе раздела сред:

$$v'_{1x}|_{x=0} \approx 0, \quad v'_{1y}|_{x=0} \approx -i \frac{2h}{\nu k} (\Omega + kv_1) \psi A_1,$$

$$\frac{\partial v'_{1x}}{\partial x} \Big|_{x=0} \approx -\frac{2h}{\nu} (\Omega + kv_1) \psi A_1.$$

Из граничных условий получаем четыре алгебраических уравнения с неизвестными параметрами  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  ( $n = \rho_1/\rho_2$ ):

$$-\frac{1}{\nu k} A + B + \frac{\Omega}{kv_2} C - kv_1 (n-1) D = 0,$$

$$\varepsilon \rho_2 \left( v_2 - \frac{\Omega}{k} \right) B - (\Omega + gk^2) D = 0, \quad (18)$$

$$\left[ 1 + \varepsilon n \rho_2 \left( v_2 - \frac{\Omega}{k} \right) \right] B + C - (\Omega + ngk^2) D = 0,$$

$$nA + [1 + 2\varepsilon \rho_1 v_1 (n-1)] \left( v_2 - \frac{\Omega}{k} \right) B -$$

$$- \left[ \frac{\sigma k^2}{\rho_2} + 2v_1 n (n-1) gk^2 \right] D = 0.$$

Здесь вместо  $A_1$  введен новый коэффициент

$$A = 2h(\Omega + kv_1)A_1.$$

Определитель системы (18) легко вычислить. Сначала надо исключить  $C$  с помощью третьего уравнения, затем ввести новый параметр

$$F = \left(v_2 - \frac{\Omega}{k}\right)B.$$

Тогда можно будет записать систему из трех уравнений:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\nu k}A + \left(\frac{1}{v_2} - \varepsilon n \rho_2 \frac{\Omega}{kv_2}\right)F + \\ + \left[\frac{\Omega}{kv_2}(\Omega + ngk^2) - kv_1(n-1)\right]D = 0, \\ \varepsilon \rho_2 F - (\Omega + gk^2)D = 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} nA + [1 + 2\varepsilon \rho_1 v_1(n-1)]F - \\ - \left[\frac{\sigma k^2}{\rho_2} + 2v_1 n(n-1)gk^2\right]D = 0. \end{aligned}$$

Из нее исключается сначала параметр  $F$ , затем параметр  $A$ . В итоге получается одно уравнение, где коэффициент при  $D$  будет определителем.

Требование равенства нулю определителя после несложных преобразований приводит к дисперсионному уравнению относительно безразмерной частоты  $\omega = \Omega/(kv_1)$ :

$$\omega^2 - n \frac{1 + \text{Re}_1[1 + 2(n-1)\Lambda]}{\Lambda(n-1)}\omega + \omega_0^2 = 0,$$

$$\omega_0 = \sqrt{n(1 + \chi) - \frac{gn}{\nu(n-1)\Lambda} \left(\frac{1}{\text{Re}_1} + 1\right)},$$

$$\Lambda = \varepsilon \rho_1 v_1, \quad \text{Re}_1 = \frac{v_1}{kv}, \quad \chi = \frac{\sigma}{\rho_1 v_1(n-1)\nu}.$$

При атмосферном давлении  $n \approx 10^3 \div 10^4$ . При высоких давлениях, характерных для камеры сгорания ракетных двигателей,  $n \approx 50 \div 100$ . Поэтому с хорошей точностью можно рассматривать упрощенное уравнение

$$\omega^2 - \frac{1 + \text{Re}_1[1 + 2n\Lambda]}{\Lambda}\omega + \omega_0^2 = 0, \quad (19)$$

где

$$\omega_0 = \sqrt{n(1 + \chi) - \frac{g}{\nu\Lambda} \left(1 + \frac{1}{\text{Re}_1}\right)}, \quad \chi = \frac{\sigma}{\rho_1 v_1 n \nu}.$$

Согласно уравнению (19) система жидкая пленка — газ при  $\Lambda < 0$  является колебательной системой с собственной частотой  $\omega_0$ . В размерной форме собственная частота определяется уравнением

$$\Omega_0 = kv_1 \sqrt{n(1 + \chi) + \frac{g}{\nu|\Lambda|} \left(1 + \frac{1}{\text{Re}_1}\right)}.$$

Отсюда получаем оценку характерного времени

$$t_1 \approx \left[kv_1 \sqrt{n(1 + \chi) + \frac{g}{\nu|\Lambda|} \left(1 + \frac{1}{\text{Re}_1}\right)}\right]^{-1}.$$

Тогда уточненное отношение времен  $t_1$  и  $t_2$  составит

$$\begin{aligned} \frac{t_1}{t_2} = \\ = v_b / \left[ kx_b v_1 \sqrt{n(1 + \chi) + \frac{g}{\nu|\Lambda|} \left(1 + \frac{1}{\text{Re}_1}\right)} \right] \sim \\ \sim \frac{hv_b}{x_b v_2} \sqrt{n / \left[ 1 + \chi + \frac{g}{n\nu|\Lambda|} \left(1 + \frac{1}{\text{Re}_1}\right) \right]}. \end{aligned}$$

Если  $\Lambda > 0$ , как следует из (19), горение абсолютно неустойчиво, зона газификации генерирует возрастающие гидродинамические возмущения.

При отрицательных значениях  $\Lambda$  ( $-\varepsilon > 0$ ) возможна неустойчивость при выполнении неравенства

$$1 + \text{Re}_1[1 + 2n\Lambda] < 0.$$

В размерных параметрах условие для числа  $\varepsilon$  имеет вид

$$\varepsilon < -\frac{1 + \text{Re}_1}{2\text{Re}_1 n \rho_1 v_1}.$$

Так как число Рейнольдса определено через волновое число, принимающее в общем случае произвольное значение, то в переменных  $\text{Re}_1$  и  $\Lambda$  можно построить область условной устойчивости. В такой области устойчивость определяется для ограниченного спектра волновых чисел или для ограниченных чисел Рейнольдса.



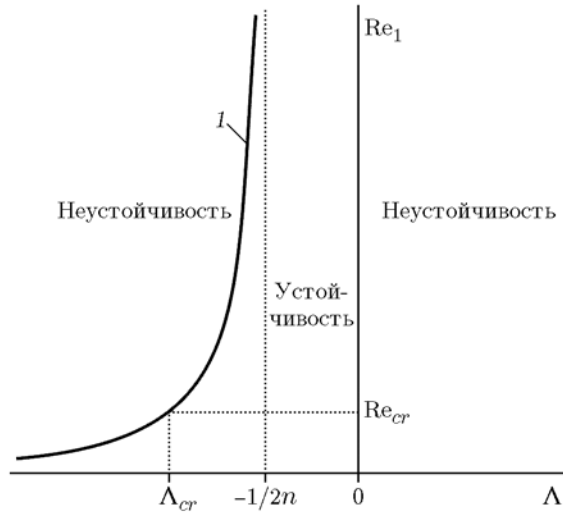


Рис. 2. Области условной гидродинамической устойчивости и неустойчивости при наличии жидкого слоя в зоне газификации:

область устойчивости находится между кривой 1 и осью  $Re_1$

Области условной устойчивости и неустойчивости на плоскости  $(Re_1, \Lambda)$  показаны на рис. 2.

Наоборот, при заданном значении параметра  $\varepsilon$  генерация гидродинамических возмущений возможна при  $Re_1 > Re_{cr}$ , где

$$Re_{cr} = \frac{1}{2|\varepsilon|n\rho_1 v_1 - 1}.$$

Критическому значению числа Рейнольдса  $Re_{cr}$  на границе устойчивости соответствует  $\Lambda_{cr}$  (см. рис. 2).

### ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ЗОНЫ ГАЗИФИКАЦИИ ТОПЛИВА ПО СХЕМЕ ТВЕРДАЯ ФАЗА $\rightarrow$ ГАЗ

В уравнение (19) не входит толщина жидкого слоя  $h$ . Но это не означает, что условие устойчивости не зависит от этого параметра.

При  $h = 0$  приходим к задаче о гидродинамической устойчивости горения твердого топлива, где твердая фаза напрямую превращается в газ. Математическое описание такой физической картины достигается, если  $A = 0$ . Физически это означает отсутствие любых движений в твердой фазе:  $v'_{1x} = v'_{1y} = p'_1 = 0$ , гидродинамические возмущения в газе могут усиливаться или затухать в результате «отражения» от поверхности твердой фазы топлива. Деформация  $\zeta$  теперь относится к поверхности твердой фазы. Тогда четвертое уравнение

в (18) становится лишним. Остаются уравнения ( $g = 0$ )

$$B + \frac{\Omega}{kv_2}C - kv_1(n-1)D = 0,$$

$$\varepsilon\rho_2\left(v_2 - \frac{\Omega}{k}\right)B - \Omega D = 0,$$

$$\left[1 + \varepsilon n\rho_2\left(v_2 - \frac{\Omega}{k}\right)\right]B + C - \Omega D = 0.$$

Отсюда получаем дисперсионное уравнение ( $n \gg 1$ )

$$\omega^2 - \frac{1}{\Lambda}\omega + n = 0. \quad (20)$$

Из (20) следует абсолютная устойчивость горения при  $\Lambda < 0$  в случае отсутствия жидкой пленки на поверхности газификации и абсолютная неустойчивость при  $\Lambda > 0$ . Но этот результат получен при нулевой вязкости, чему соответствует бесконечное значение числа Рейнольдса. Более точная постановка задачи основывается на учете вязкости газа  $\nu_g$  и рассмотрении уравнений Навье — Стокса

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'_{2x}}{\partial t} + v_2 \frac{\partial v'_{2x}}{\partial x} &= \\ &= -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p'_2}{\partial x} + \nu_g \left( \frac{\partial^2 v'_{2x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'_{2x}}{\partial y^2} \right), \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'_{2y}}{\partial t} + v_2 \frac{\partial v'_{2y}}{\partial x} &= \\ &= -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p'_2}{\partial y} + \nu_g \left( \frac{\partial^2 v'_{2y}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'_{2y}}{\partial y^2} \right) \end{aligned}$$

совместно с уравнением неразрывности

$$\frac{\partial v'_{2x}}{\partial x} + \frac{\partial v'_{2y}}{\partial y} = 0. \quad (22)$$

Функции

$$p'_2 = -B\rho_2\left(v_2 - \frac{\Omega}{k}\right)\psi \exp(-kx),$$

$$v'_{2x} = B\psi \exp(-kx) + C\psi \exp(-\alpha x),$$

$$v'_{2y} = -iB\psi \exp(-kx) - C\frac{i\alpha}{k}\psi \exp(-\alpha x),$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{v_2^2 + 4\nu_g(\Omega + \nu_g k^2)} - v_2}{2\nu_g},$$

удовлетворяют уравнениям (21), (22) и обращаются в нуль на бесконечности.

Начало координаты  $x$  находится на поверхности топлива. Использование  $v'_{2x}$ ,  $v'_{2y}$ ,  $p'_2$  в граничных условиях

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \varepsilon p'_2 = 0, \quad v'_{2x} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \varepsilon n p'_2, \\ v'_{1y} + v_1 \frac{\partial \zeta}{\partial y} = v'_{2y} + v_2 \frac{\partial \zeta}{\partial y} \end{aligned}$$

дает уравнения относительно неизвестных коэффициентов  $B$ ,  $C$ ,  $D$ :

$$\varepsilon \rho_2 \left( v_2 - \frac{\Omega}{k} \right) B - \Omega D = 0,$$

$$B + \frac{\alpha}{k} C - k v_1 (n - 1) D = 0,$$

$$\left[ 1 + \varepsilon n \rho_2 \left( v_2 - \frac{\Omega}{k} \right) \right] B + C - \Omega D = 0.$$

Отсюда получаем дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} \Omega \left( 1 - \frac{\alpha}{k} \right) - \\ - \left( \frac{\alpha \Omega}{k} + k v_1 \right) \varepsilon (n - 1) \rho_2 \left( v_2 - \frac{\Omega}{k} \right) = 0. \quad (23) \end{aligned}$$

В пределе  $\nu_g \rightarrow \infty$  можно ограничиться разложением в ряд Тейлора:

$$\frac{\alpha}{k} \approx 1 - \frac{1}{2\nu_g k} \left( v_2 - \frac{\Omega}{k} \right).$$

После этого дисперсионное уравнение принимает вид

$$\frac{1}{\nu_g k^2} \Omega^2 + \left( 2 - \text{Re}_2 \frac{n\Lambda' + 1}{n\Lambda'} \right) \Omega + 2k v_1 = 0, \quad (24)$$

$$\text{Re}_2 = \frac{v_2}{\nu_g k}, \quad \Lambda' = \frac{n - 1}{n} \varepsilon \rho_2 v_2.$$

Дисперсионное уравнение (23) можно решить приближенно. Для этого введем безразмерную частоту  $\omega = \Omega / k v_2$  и перепишем (23) в виде

$$\omega(1 - \text{Re}_2 z) - (n\omega \text{Re}_2 z + 1)(1 - \omega)\Lambda' = 0,$$

$$z = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{1 + \frac{4}{\text{Re}_2} \left( \omega + \frac{1}{\text{Re}_2} \right)} - 1 \right].$$

Подкоренное выражение можно преобразовать:

$$z = \frac{1}{2} \left( \frac{2 + \text{Re}_2}{\text{Re}_2} \sqrt{1 + \frac{4\text{Re}_2}{(2 + \text{Re}_2)^2} (\omega - 1)} - 1 \right).$$

Второй член под радикалом остается малой величиной в двух предельных случаях  $\text{Re}_2 \rightarrow 0$  и  $\text{Re}_2 \rightarrow \infty$ . Поэтому можно использовать разложение в ряд Тейлора

$$\begin{aligned} z \approx \frac{1}{2} \left( \frac{2 + \text{Re}_2}{\text{Re}_2} \left[ 1 + \frac{2\text{Re}_2}{(2 + \text{Re}_2)^2} (\omega - 1) \right] - 1 \right) = \\ = \frac{1}{\text{Re}_2} + \frac{1}{2 + \text{Re}_2} (\omega - 1). \end{aligned}$$

С учетом этого вида  $z$  дисперсионное уравнение после сокращения на множитель  $1 - \omega$  и простых преобразований принимает форму

$$n\omega^2 + \left( \frac{2n}{\text{Re}_2} - \frac{1}{\Lambda'} \right) \omega + \frac{2 + \text{Re}_2}{\text{Re}_2} = 0. \quad (25)$$

При  $\text{Re}_2 \rightarrow \infty$  отсюда получаем уравнение (20), а при  $\text{Re}_2 \rightarrow 0$  — уравнение (24), кроме второго члена в скобках.

Уравнение (24) получено разложением  $z$  по степеням  $\text{Re}_2 \ll 1$  в пределе  $\text{Re}_2 \rightarrow 0$  и остается правильным. Следующее из него при  $\Lambda' > 0$  условие неустойчивости  $\text{Re}_2 > \text{Re}_{cr}$ ,  $\text{Re}_{cr} = 2n\Lambda'_{cr} / (n\Lambda'_{cr} + 1)$ , тоже правильное.

Другое условие возникновения неустойчивости при  $\Lambda' > 0$  получается из (25):

$$\text{Re}_2 > \text{Re}_{cr}, \quad \text{Re}_{cr} = 2n\Lambda'_{cr}.$$

Но этот результат получен равномерным разложением по степеням сложного комплекса

$$\frac{4\text{Re}_2}{(2 + \text{Re}_2)^2} (\omega - 1).$$

Такое разложение не является равномерным по числу  $\text{Re}_2$ .

В окрестности числа  $\text{Re}_2 = 2$  на кривой 2 (штриховой участок на этой линии, см. рис. 3) происходит переход решений, полученных двумя разными способами. Кривая 1 на рис. 3 не соответствует принятому допущению  $\text{Re}_2 \ll 1$ .

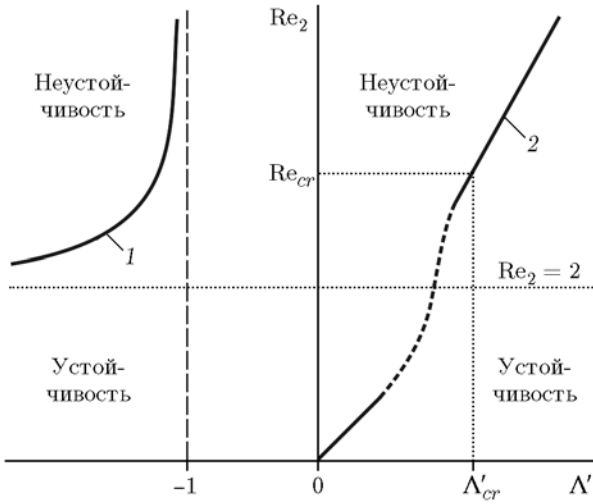


Рис. 3. Области условной гидродинамической устойчивости и неустойчивости при отсутствии жидкого слоя в зоне газификации:

при  $\Lambda' < 0$  область неустойчивости находится выше кривой 1 и слева от оси  $\Lambda' = -1$ , при  $\Lambda' > 0$  — выше кривой 2

Но при  $\Lambda' < 0$  и вблизи точки  $\text{Re}_2 = 2$ , когда дисперсионное уравнение сильно усложняется, возможно, существует неустойчивая область. Поэтому кривая 1 требует дополнительного исследования.

Уравнение (25) указывает на колебательные свойства системы поверхность газификации — газ с собственной частотой

$$\Omega_0 = kv_2 \frac{2 + \text{Re}_2}{n\text{Re}_2} = kv_1 \left( 2 + \frac{1}{\text{Re}_2} \right).$$

Это означает, что гидродинамические возмущения не только сносятся потоком, но и движутся вдоль поверхности газификации. То же самое происходит и в системе жидкая пленка — газ.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наличие нарастающей генерации гидродинамических возмущений, как видно из рис. 2 и 3, существенно зависит от знака параметра  $\varepsilon$ . Его можно связать с феноменологическими коэффициентами [32]

$$k = (T_s - T_0) \frac{\partial \ln u}{\partial T_0}, \quad r = \frac{\partial T_s}{\partial T_0},$$

$$\nu' = \frac{\partial \ln u}{\partial \ln p}, \quad \mu = \frac{1}{T_s - T_0} \frac{\partial T_s}{\partial \ln p},$$

где  $T_0$  — начальная температура. Следующие преобразования дают необходимую связь:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \left( \frac{\partial u}{\partial p} \right)_{T_s} = \frac{u}{p} \left( \frac{\partial \ln u}{\partial \ln p} \right)_{T_s} = \\ &= \frac{u}{p} \frac{\partial(\ln u, T_s)}{\partial(\ln p, T_s)} \frac{\partial(\ln p, T_0)}{\partial(\ln p, T_0)} = \\ &= \frac{u}{p} \frac{\partial(\ln u, T_s)}{\partial(\ln p, T_0)} \frac{\partial(\ln p, T_0)}{\partial(\ln p, T_s)} = \\ &= \frac{u}{p} \frac{\partial(\ln u, T_s)}{\partial(\ln p, T_0)} \left( \frac{\partial T_s}{\partial T_0} \right)^{-1} = \frac{u r \nu' - \mu k}{p r}. \end{aligned}$$

Коэффициенты  $r$  и  $\mu$  очень трудно определить из-за больших экспериментальных ошибок. Поэтому и разность множителей  $\Delta = r\nu' - \mu k$  оказывается плохо определенной величиной [32], можно только приблизительно указать ее порядок:  $\Delta \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$ . Примерно такого же порядка коэффициент  $r$ . Поэтому отношение  $\Delta/r$  оказывается порядка единицы, но с неопределенным знаком:  $\Delta/r \approx \pm 1$ .

Приняв приблизительные значения [32]  $p = 4 \cdot 10^6$  Па,  $v_1 = u \approx 10^{-2}$  м/с,  $\rho_1 \approx 1.6 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $n \approx 1.5 \cdot 10^2$ , получаем  $\Lambda \approx \pm 0.4 \cdot 10^{-7}$ ,  $n\Lambda' \approx n\Lambda \approx \pm 0.6 \cdot 10^{-5}$ . Используя эти данные, на основе анализа рис. 2 и 3 можно считать: 1) генерация гидродинамической неустойчивости топливами со схемой разложения твердая фаза → жидкая фаза → газ происходит с 50%-й вероятностью; 2) вероятность генерации неустойчивости топливами со схемой разложения твердая фаза → газ выше 50%.

Использование типичных значений  $Y_s \approx 0.6$  [33],  $\eta \approx 0.5$  [27],  $T_s \approx 620$  К [21, 32] и  $\mu_m \approx 0.04$  кг/моль в полученной ранее формуле

$$\varepsilon = -\frac{\eta Y_s}{\rho_1} \sqrt{\frac{\mu_m}{2\pi R T_s}}$$

дает оценку  $\varepsilon \approx -1.9 \cdot 10^{-7}$  и  $\Lambda \approx -2.1 \cdot 10^{-6}$ . Значение  $\Lambda$  более чем в 10 раз превосходит значение, рассчитанное выше по данным экспериментов, хотя можно было ожидать обратной ситуации, поскольку химические реакции в жидком слое должны приводить к более интенсивному испарению, чем их отсутствие. Это расхождение вызвано, скорее всего, неточностью определения параметров  $r$  и  $\Delta$ . Вопрос о возможности генерации гидродинамической

неустойчивости зоной газификации реагирующего вещества можно решить, если в экспериментах будут получены более точные числовые значения этих параметров.

При генерации гидродинамической неустойчивости явных причин для ее подавления нет, за исключением процесса диссипации энергии силами вязкого трения. Тогда в зоне горения может сформироваться мелкомасштабное турбулентное «облако», оно будет плотно покрывать всю область вблизи поверхности газификации. Такая турбулентная «облачность» принята как гипотеза в механизме Гусаченко — Зарко.

Зона пламени в газовой фазе, где есть незначительное ускорение потока газа и снижение его плотности, будет частично усиливать гидродинамические колебания. При этом горение может оставаться устойчивым по отношению к диффузионно-тепловым возмущениям, возникающим из-за гидродинамических колебаний параметров газа.

Можно допустить в качестве гипотезы ситуацию, когда гидродинамические колебания приведут к флуктуациям параметров  $k$ ,  $r$ ,  $\mu$ ,  $\nu'$ . Тогда разность множителей  $\Delta$  с течением времени будет менять знак. Это затруднит появление «собственной» турбулентности.

В общем случае в формуле (2) коэффициент  $\varepsilon$  есть функция комплексной частоты  $\Omega$ , в которой учитывается влияние других процессов (например, подповерхностного тепловыделения или зоны газофазного догорания).

Выясним далее, как может реализоваться физическая картина возникновения отрицательного эрозионного эффекта в механизме Гусаченко — Зарко. Для непрерывной генерации гидродинамической неустойчивости и создания устойчивой турбулентной «облачности» требуется энергия. Эта энергия большей частью поступает из зоны газификации и частично из газовой фазы вследствие увеличения коэффициентов переноса за счет турбулентности. При обдуве поверхности газификации происходит взаимодействие движения газа вдоль этой поверхности и хаотичного движения в турбулентном «облаке». Такое взаимодействие может привести к развитию гидродинамической неустойчивости, тогда увеличится отбор энергии из зоны газификации. При недостаточном поступлении тепла из газовой фазы к зоне газификации это означает снижение температуры  $T_s$  и возникновение отрицательного эрозионно-

го эффекта.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вилунов В. Н., Дворяшин А. А. О закономерностях горения пороха Н в потоке газа // Физика горения и взрыва. — 1971. — Т. 7, № 1. — С. 45–51.
2. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е. Эрозионное горение. Проблемы моделирования // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 3. — С. 47–58.
3. Маршаков В. Н., Истратов А. Г., Пучков В. М. Неоднородный фронт горения составов на основе нитроклетчатки и нитроглицерина // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 4. — С. 100–106.
4. Marshakov V. N., Istratov A. G. Wave structure of the solid-propellant combustion front // Progress in Combustion and Detonation / A. A. Borisov, S. M. Frolov, A. L. Kuhl (Eds). — M.: Torus Press LTD, 2004. — CD-disk, Paper W2-2, 11 p. — (Intern. Conf. on Combustion and Detonation. Zeldovich Memorial, 30.08–03.09. 2004, Moscow, Russia).
5. Маршаков В. Н., Истратов А. Г. Критический диаметр и поперечные волны при горении порохов // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 2. — С. 72–78.
6. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е. Анализ моделей горения энергетических веществ с полностью газообразными продуктами реакции // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 1. — С. 24–40.
7. Мержанов А. Г., Дубовицкий Ф. И. К теории стационарного горения пороха // Докл. АН СССР. — 1959. — Т. 129. — С. 153–156.
8. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
9. Сабденов К. О., Постников С. Н. К теории ламинарного пламени (сообщение I) // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 30, № 1. — С. 42–46.
10. Сабденов К. О. К теории ламинарного пламени (сообщение II) // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 30, № 5. — С. 22–30.
11. Сабденов К. О., Постников С. Н. К теории ламинарного пламени (сообщение III) // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 30, № 6. — С. 25–33.
12. Гленсдорф П., Пригожин И. Р. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуации: пер. с англ. / под ред. Ю. А. Чизмаджева. — М.: Мир, 1973.
13. Sabdenov K. O., Dueck J., Erzada M. Limits of steady burning propellants in the phenomenological theory using effective initial temperature // J. Therm. Sci. Technol. — 2015. — V. 10, N 1. — DOI: 10.1299/jtst.2015jtst0006.

14. **Сабденов К. О.** Неустойчивое горение твердых ракетных топлив. Проблемы и успехи моделирования. — Saarbrücken, Germany: Lambert Acad. Publ. GmbH & Co. KG, 2012.
15. **Сабденов К. О.** Теория нестационарного горения твердых ракетных топлив. — Томск: Изд-во Том. политехн. ун-та, 2006.
16. **Сабденов К. О., Ерзада М.** Механизм возникновения отрицательного эрозионного эффекта // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 3. — С. 22–33.
17. **Сабденов К. О., Ерзада М.** Отрицательный эрозионный эффект и возникновение неустойчивого горения. 1. Анализ моделей // Физика горения и взрыва. — 2016. — Т. 52, № 1. — С. 76–83.
18. **Richard Nakka's Experimental Rocketry.** — <http://www.nakka-rocketry.net/burnrate.html>.
19. **Mukunda H. S.** A comprehensive theory of erosive burning in solid rocket propellants // Combust. Sci. Technol. — 1978. — V. 18, iss. 3-4. — P. 105–118.
20. **Frost W., Moulden T. H.** Handbook of Turbulence: Fundamentals and Application. — New York: Plenum Press, 1977.
21. **Timnat Y. M.** Advanced Chemical Rocket Propulsion. — Acad. Press, 1987.
22. **Абугов Д. И., Бобылев В. М.** Теория и расчет ракетных двигателей твердого топлива. — М.: Машиностроение, 1987.
23. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Зырянов В. Я., Бобрышев В. П.** Моделирование процессов горения твердых топлив. — Новосибирск: Наука, 1985.
24. **Струнин В. А., Манелис Г. Б., Пономарев А. Н., Гальрозе В. А.** Влияние ионизирующего излучения на горение перхлората аммония и смесевых систем на его основе // Физика горения и взрыва. — 1968. — Т. 4, № 4. — С. 584–590.
25. **Манелис Г. Б., Назин Г. М., Рубцов Ю. И., Струнин В. А.** Термическое разложение и горение взрывчатых веществ и порохов. — М.: Наука, 1996.
26. **Williams F. A.** Combustion Theory. — Reading, Massachusetts; Palo Alto; London: Addison-Wesley Publ. Co., 1964.
27. **Кнаке О., Странский И. Н.** Механизм испарения // Успехи физ. наук. — 1959. — Т. LXVIII, вып. 2. — С. 261–305.
28. **Сивухин Д. В.** Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика. — М.: Наука, 1976.
29. **Нестационарное** распространение пламени / под ред. Дж. Г. Маркштейна. — М.: Мир, 1968.
30. **Ландау Л. Д.** К теории медленного горения // Журн. эксперим. и теорет. физики. — 1944. — Т. 14, № 6. — С. 240–244.
31. **Алексеев С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г.** Волновое течение пленок жидкости. — Новосибирск: Наука, 1992.
32. **Новожилов Б. В.** Нестационарное горение твердых ракетных топлив. — М.: Наука, 1973.
33. **Сабденов К. О., Ерзада М.** Отрицательный эрозионный эффект и возникновение неустойчивого горения. Ч. 2. Численное моделирование // Физика горения и взрыва. — 2016. — Т. 52, № 2. — С. 76–87.

*Поступила в редакцию 17/XI 2015 г.,  
в окончательном варианте — 16/II 2016 г.*