

превращение $\text{NH}_4\text{ClO}_4 \text{ II} \rightarrow \text{NH}_4\text{ClO}_4 \text{ I}$ на самом деле происходит в два этапа или ромбически-кубическому превращению при 513 К предшествует структурный переход при 475 К в нестабильную фазу. В интервале 475...512 К наблюдается осцилляция акустических параметров, а в области постперехода осциллирует ТКЛР. Такое поведение указанных параметров, вероятно, обусловлено одновременным протеканием полиморфного превращения, химической реакции и

сублимации. При пониженных температурах (охлаждение до жидкого азота) в ПХА регистрируются акустические аномалии, наличие которых допускает возможность четырёх изоструктурных фазовых переходов. Термохимическому разложению кристалла персульфата аммония предшествуют два последовательных структурных фазовых перехода, существенно повышающие реакционную способность данного вещества.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Парсонидж Н., Стейвли Л. Беспорядок в кристаллах. В 2-х ч. / Пер. с англ. под ред. Г.Н. Жижина. — Ч. 1. — М.: Мир, 1982. — 434 с.
2. Мейер К. Физико-химическая кристаллография. — М.: Металлургия, 1972. — 480 с.
3. Беломестных В.Н., Теслева Е.П. Полиморфные превращения типа ориентационный порядок — беспорядок. Ч. I. Общие представления // Известия Томского политехнического университета. — 2003. — Т. 306. — № 4. — С. 17–22.
4. Беломестных В.Н., Теслева Е.П. Полиморфные превращения типа ориентационный порядок — беспорядок. Ч. II. Азотсодержащие ионно-молекулярные кристаллы натрия // Известия Томского политехнического университета. — 2004. — Т. 307. — № 6. — С. 11–17.
5. Беломестных В.Н. Физико-химическая акустика кристаллов. — Томск: Изд-во ТРОЦа, 1998. — 183 с.
6. Беломестных В.Н., Гринева М.Н., Поздеева Э.В. Дилатометрические исследования перхлората аммония // Известия вузов. Физика. — 1981. — № 5. — С. 128. (Деп. в ВИНТИ № 1784–81).
7. Болдырев В.В., Ворсина И.А., Гришакова Т.Е., Михайлов Ю.И. КР — спектроскопическое наблюдение первичной стадии термического разложения персульфатов // Доклады АН СССР. — 1989. — Т. 306. — № 3. — С. 647–649.
8. Brown R.J.C., Weir R.D., Westrum E.F., (Jr). The thermodynamics is of heat capacities and related data of NH_4ClO_4 and ND_4ClO_4 // J. Chem. Phys. — 1989. — V. 91. — № 1. — P. 399–407.
9. Solymosi F. Structure and stability of salts of halogen oxyacids in the solid phase. — Budapest: Akad. Kiado, 1977. — 467 p.
10. Вишневский И.И., Скрипак В.Н. Поведение решеточной теплопроводности в области фазовых переходов // В сб.: Теплофизические свойства твердых веществ. — М.: Наука, 1973. — С. 44–48.
11. Гладков С.О. Теплопроводность пористых веществ // Перспективные материалы. — 2000. — № 5. — С. 9–12.
12. Иванов Е.Ю., Болдырев В.В. О механизме полиморфного перехода в кристаллах перхлората аммония // Доклады АН СССР. — 1979. — Т. 248. — № 4. — С. 862–865.
13. Stremme K.O. The crystal structures of the orientationally disordered cubic high-temperature phases of univalent metal perchlorates // Acta Chem. Scand. — 1974. — V. A28. — P. 515–527.
14. Беломестных В.Н., Похолоков Ю.П., Ульянов В.Л., Хасанов О.Л. Упругие и акустические свойства ионных, керамических диэлектриков и высокотемпературных сверхпроводников. — Томск: STT, 2001. — 226 с.
15. Hamada A., Yamamoto S., Fujiyoshi O. Crystal structure of NH_4ClO_4 in low temperature phase // J. Korean Phys. Soc. — 1998. — V. 32. — P. S152–S155.
16. Справочник химика. Изд. 3-е, испр. Т. 1, 2. — Л.: Химия, 1971.

УДК 536.46

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ О ДИФфуЗИОННО-ТЕПЛОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАМЕНИ

Э.Р. Шрагер, И.М. Васенин, К.О. Сабденов*

Томский государственный университет

*Томский политехнический университет

E-mail: sabdenov@k21.phtd.tpu.ru

Проводится сравнение областей неустойчивого горения, полученные на основе применения различных модельных функции для скорости химической реакции. Показано сильное влияние величины энергии активации химической реакции на прогноз устойчивости горения при малых числах Льюиса Le . Дано теоретическое объяснение устойчивости горения при $Le \approx 0$.

Неустойчивость ламинарного пламени приводит к широкому спектру эффектов: от его погасания до возникновения турбулентного горения с возможным переходом к детонации в замкнутых или полужамкнутых пространствах. Поэтому нахождение критериев устойчивости пламени представляет практический интерес во всех случаях, когда приходится иметь дело с процессом горения.

Различают два вида неустойчивости: диффузионно-тепловую и гидродинамическую. Первый из них возникает при нарушении баланса между тремя факторами: отводом тепла из зоны химической реакции в свежую смесь из горючего и окислителя, диффузией окислителя в зону химической реакции и скоростью ее протекания. Первые два из них характеризуются числом Льюиса $Le = D/\kappa$, где D и κ —

коэффициенты диффузии и температуропроводности, треть же — параметром $k \equiv E(T_b - T_0)/(2RT_b^2)$, где E — энергия активации; T_b , T_0 — температура стационарного пламени и начальная температура смеси; R — универсальная газовая постоянная.

При линейном анализе устойчивости при прочих равных условиях наиболее достоверная информация извлекается в предположении не одномерности по пространству возможных возмущений, накладываемых на изначально плоский стационарный фронт пламени. Поэтому исследования [1, 2] показали, что область устойчивости в плоскости (k', Le) сосредоточена в окрестности прямой $Le=1$. Эта область имеет форму полуострова, выходящей из полуплоскости $k' < 2$ и неограниченно сужающейся в пределе $k' \rightarrow \infty$. Но в [1] анализ устойчивости проводился на основе дисперсионного соотношения, полученного в [3], где зона химической реакции представляется границей разрыва. По одну сторону этой границы находится свежая смесь, по другую — продукты горения. В работе же [2] скорость реакции W представлялась δ -функцией Дирака, аргументом которой является температура T . Эти два подхода соответствуют, в строгом смысле, бесконечно большой энергии активации. Несмотря на кажущуюся, на первый взгляд, эквивалентность в постановках задач [1, 2], дисперсионные соотношения получаются разными по форме. Это вызвано тем, что во второй работе предположение о квазистационарном протекании химической реакции отсутствует.

Модельная скорость химической реакции с конечной энергией активации

Упомянутые выше модельные представления скорости химической реакции W значительно облегчают решение задач теории горения. Но результаты, полученные в рамках таких представлений, имеют ограниченную область применения. В этом отношении одной из самых привлекательных модельных форм является [4]

$$W = k_0 N \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right) \cdot \eta(T - T_*), \quad (1)$$

описывающая брутто-реакцию первого порядка и где k_0 — предэкспоненциальный множитель; N — концентрация реагента; η — единичная функция Хевисайда, а T_* — температура воспламенения, явный вид которой можно определить, требуя совпадения выражения для скорости стационарного пламени асимптотически в пределе $T_* \rightarrow T_b$ с известным результатом из теории, где скорость химической реакции определяется законом Аррениуса.

Удобство (1) состоит в возможности провести точный аналитический расчет во всем диапазоне изменения волновых чисел возмущений, практическая же ценность — в сохранении сильной нелинейной зависимости W от температуры. Кроме того, выражение (1) приводит к ненулевой ширине зоны химической реакции и в пределе $E \rightarrow \infty$ оно превращается в δ -функцию.

В дальнейших аналитических исследованиях устойчивости пламени [5, 6] учитывалась конечность скорости химической реакции на основе выражения (1). Поэтому для выяснения характера поведения области устойчивого горения в зависимости от вида W представляет интерес детальное сравнение дисперсионных соотношений, полученных в работах [1, 2, 5, 6].

Дисперсионные соотношения

В простом случае брутто-реакции первого порядка для линейного анализа устойчивости достаточно рассматривать уравнения [2, 5, 6]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} + w \frac{\partial \theta}{\partial x} &= \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + W_*, \\ \frac{\partial b}{\partial t} + w \frac{\partial b}{\partial x} &= Le \left(\frac{\partial^2 b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \right) + W_*, \end{aligned} \quad (2)$$

где безразмерное время t измеряется в единицах $\kappa/(u_n^0)^2$, а координаты x , y — в единицах $\kappa/(u_n^0)$, где u_n^0 — скорость плоского стационарного пламени, распространяющегося вдоль координаты x . Связь между T , N , W и введенными вместо них новыми величинами θ , b , W_* дается формулами

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{T - T_0}{T_b - T_0} = \frac{c_p}{QN_0} (T - T_0), \quad b = \frac{N_0 - N}{N_0}, \quad w = \frac{u_n}{u_n^0}, \\ W_* &= a(1-b)\eta(u - u_*), \quad a = \frac{k_0 \kappa}{(u_n^0)^2} \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right). \end{aligned}$$

Здесь полагается температура пламени равной адиабатической, поэтому $T_b = T_0 + QN_0/c_p$, где Q — тепловой эффект реакции; N_0 — начальная концентрация реагирующего вещества; c_p — теплоемкость при постоянном давлении. Граничные условия, накладываемые на решения (2), отражают неизменность исходного состояния смеси и наличие термодинамического равновесного состояния продуктов горения:

$$x \rightarrow -\infty : u = b = 0, \quad x \rightarrow +\infty : du/dx = db/dx = 0,$$

Исследование устойчивости сводится к исследованию поведения спонтанно возникающих в системе малых (в данном случае двумерных) возмущений. Если $\theta^0(x)$, $b^0(x)$ — стационарные решения (2), то нестационарные распределения температуры и выгорания представляются как [7]

$$\theta = \theta^0 + \xi_1(t, y)F(x), \quad b = b^0 + \xi_2(t, y)G(x), \quad w = 1 + w',$$

где ξ_1 , ξ_2 — деформации полей температуры θ и выгорания b ; F , G — неизвестные функции; w' — изменение скорости пламени. Если $\xi_2 = \xi_1(1 + \varepsilon)$, $\varepsilon = \text{const}$, то дальнейший анализ устойчивости пламени сводится, как и в [1–3], к постановке задачи в предположении постоянства скорости пламени, а для w' получается формула зависимости скорости пламени от кривизны его фронта с неопределенным постоянным параметром ε [7]:

$$w' = -\frac{(Le-1)(1+\varepsilon)}{\varepsilon} \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial y^2}.$$

Дисперсионное соотношение, полученное с использованием (1) имеет вид [5, 6]:

$$\frac{k-2\gamma}{k+1} - \frac{\chi-\gamma}{\chi+\beta} \frac{k(Le k+1)}{Le[\chi^2+\chi-(\Omega+\lambda^2)]} = 0, \quad (3)$$

$$\gamma = \frac{-1+\sqrt{1+4(\Omega+\lambda^2)}}{2}, \beta = \frac{1+\sqrt{1+4Le(\Omega+Le\lambda^2)}}{2Le},$$

$$\chi = \frac{-1+\sqrt{1+4Le(a+\Omega+Le\lambda^2)}}{2Le}, k = \frac{\sqrt{1+4aLe}-1}{2Le},$$

где Ω – инкремент нарастания возмущений с волновым числом λ .

Аналогичные выражения, полученные в [2, 3] и в принятых здесь обозначениях имеют вид:

$$k' = \frac{(2\alpha-1)(Le\beta-1)}{Le(\beta-\alpha)+Le-1},$$

– (Г.И. Баренблатт, Я.Б. Зельдович, А.Г. Истратов); (4)

$$k' = \frac{\alpha(Le\beta-1)+Le(\alpha-1)^2}{Le(\beta-\alpha)+Le-1},$$

– (А.П. Алдушин, С.Г. Каспарян); (5)

$$\alpha = \frac{1+\sqrt{1+4(\Omega+\lambda^2)}}{2}.$$

Входящие в (3) и (4, 5) параметры k' , k хотя и различны, но мало отличаются по численной величине (численно k определяется через a и Le , причем вид параметра a задается выбором выражения для скорости пламени u_0 , которое лучше взять из [4]). Поэтому в дальнейшем считается $k'=k$ и сравнение результатов, следующих из соотношений (3–5) проводится с этим допущением.

Анализ результатов

Рассмотрим числа $Le > 1$. Если Le отличается от единицы, то пламя оказывается неустойчивым по отношению к возмущениям с малыми волновыми числами. При этом формулы (4) и (5) дают практически одинаковые результаты (рис. 1) даже при небольших энергиях активации, исключение составляют большие но, скорее всего, нереальные значения Le . Из формулы (3) следует более широкая область неустойчивости, чем получается из (4, 5). Но с ростом значений k области неустойчивости, рассчитанные по приведенным трем дисперсионным соотношениям, становятся мало различающимися.

Учет нестационарности скорости сгорания вещества [2] в зоне химической реакции привел хотя и незначительному, но заметному увеличению области неустойчивости (кр. 2, 3). Но этот эффект оказался сильнее при более близкой к реальной форме скорости химической реакции (1): если при $\lambda^2=0$ ($k=5$) поправка к формулам (4, 5) составляет 6,7 %, то для волновых чисел с $\lambda^2=0,2$ она примерно равна 15 %.

Из результатов, приведенных на рис. 1, также следует, что при неизменном значении k рост числа Льюиса приводит к дестабилизации пламени, причем со стороны малых волновых чисел (или боль-

ших длин волн). Потеря устойчивости с (1), как и в [1–3], имеет аperiодический характер. Т.е. на границе устойчивости $\Omega=0$ и вблизи этого значения является вещественным числом.

Если учет конечности скорости химической реакции по модельной функции (1) при $Le > 1$ не приводит к качественно новому поведению пламени, то этого нельзя сказать в случае $Le < 1$. Здесь инкремент нарастания возмущений Ω на границе устойчивого горения является чисто мнимой величиной: $\Omega=i\omega$, где $i=\sqrt{-1}$; ω – частота. Отсутствие действительной части Ω следует как из анализа корней (4), (5) [1, 2], так и из (3) [5, 6].

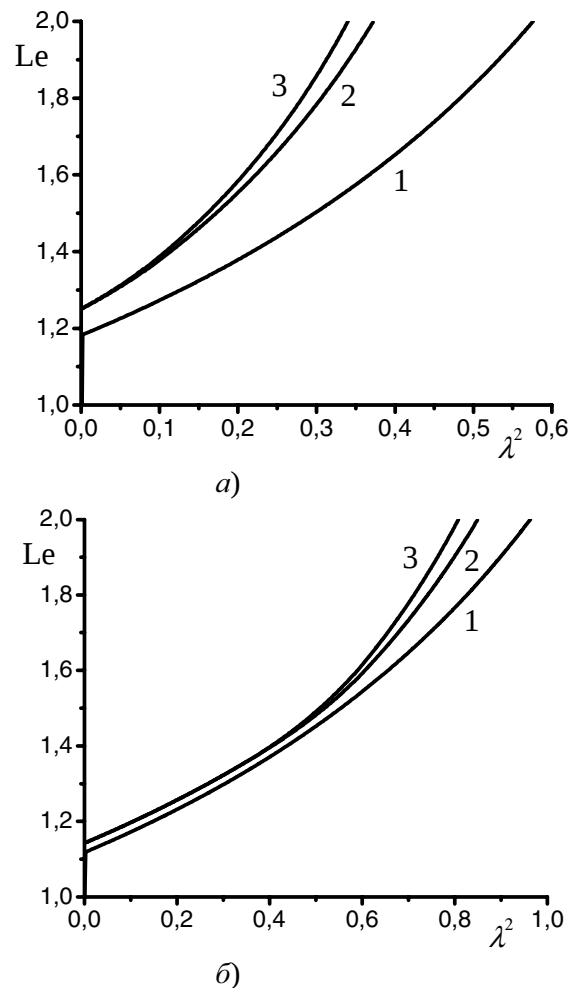


Рис. 1. Границы области неустойчивости пламени при $Le > 1$: а) $k=5$ и б) $k=10$. Кр. 3 – формула (4), 2 – (5), 1 – (3). Область неустойчивости находится выше кр. 1–3

Согласно дисперсионным соотношениям (4) и (5) область неустойчивости зарождается на плоскости (λ^2 , Le) в окрестности точки $\lambda^2 \approx 0,2$, $Le=0$ (рис. 2, а). Из соотношения (3) следует зарождение области неустойчивого горения с окрестности точки $\lambda^2 \approx 0,2$, $Le \approx 0,1$ в виде острова с быстро увеличивающимися размерами с ростом k .

По соотношениям (4, 5) при $Le=0$ устойчивое горение невозможно, всегда существуют возмущения с длинами волн (рис. 2, б), которые со време-

не будут нарастать. Дисперсионное соотношение (3) констатирует возможность существования устойчивого пламени при столь малых числах Льюиса, но при относительно небольших энергиях активации. Но с ростом k устойчивость пламени быстро снижается, особенно для малых чисел Le . Так, уже при $k=6$ нижний берег острова неустойчивости полностью касается оси λ^2 (рис. 3, а).

Обращает на себя внимание столь сильное влияние на результаты учет нестационарности скорости химического превращения. Если при малых волновых числах и $Le > 1$ формулы (4, 5) приводили к одинаковым результатам, то при $Le < 1$ этого уже не наблюдается. Расчеты положения границы области устойчивости по формулам (4) и (5) отличаются $\approx 10\%$ для $\lambda^2 < 1$ (рис. 2), но для больших волновых чисел отличие возрастает многократно. С ростом k (или энергии активации) различие в результатах, получаемых из дисперсионных соотношений (3–5) хотя и медленно, но все же стирается. Это быстрее всего происходит в области малых волновых чисел (рис. 3).

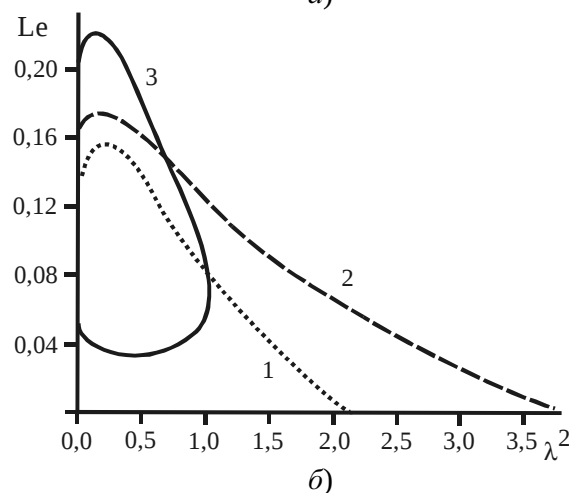
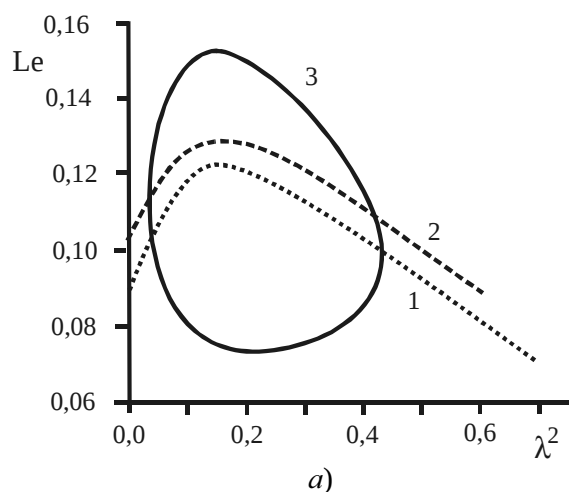


Рис. 2. Границы области неустойчивости пламени при $Le < 1$: а) $k=4,7$; б) $k=5$. Кр. 1 – формула (4), 2 – (5), 3 – (3). Область находится ниже кр. 1, 2 и ограничена кр. 3

Изображение области неустойчивости в координатах (Le, ω) показывает (рис. 3, б), что колебательные процессы на границе устойчивости могут происходить с двумя частотами (кр. 3). Это не следует из (4, 5): каждому числу Le соответствует только одна частота (кр. 1, 2). Общая тенденция роста частоты с увеличением волнового числа имеет место для всех кривых. Кроме того, имеет место резкий скачок вверх частоты ω при очень малых числах Le , что особенно заметно на кр. 3.

Следуя работе [1], область устойчивого горения можно представить на плоскости (k, Le) , рис. 4. Здесь подразумевается устойчивость для любых волновых чисел. Применение функции источника (1) показывает более низкую устойчивость пламени для чисел $Le > 0,15$, по сравнению с δ -функциональным представлением. Но при числах Льюиса $Le < 0,15$ горение после неуклонного снижения устойчивости приобретает дополнительную стабильность, в то время как кривая (пунктирная линия), рассчитанная по дисперсионному соотношению (5), показывает продолжающееся монотонное падение устойчивости пламени (нижние ветви на рис. 4).

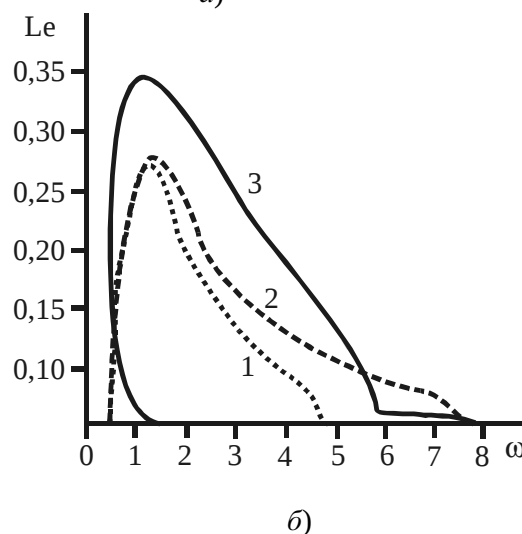
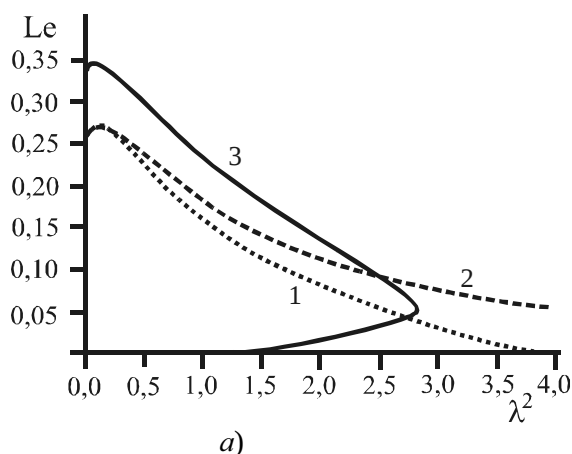


Рис. 3. Границы области неустойчивости ($k=6$) в координатах (Le, λ^2) (а) и (Le, ω) (б). Нумерация кривых и соответствующих им формул та же, что и на рис. 2. Области неустойчивости на рис. б) ограничены кр. 1–3 и осью ω

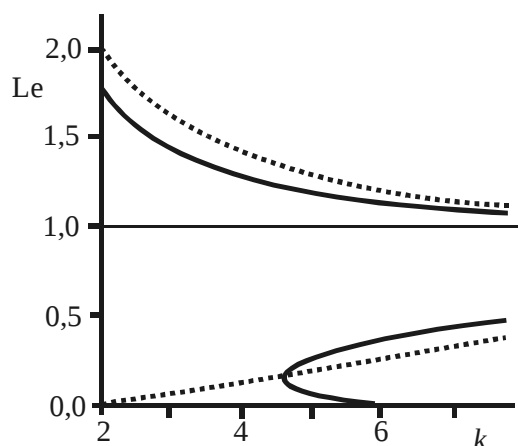


Рис. 4. Границы области устойчивого горения в координатах k , Le . Пунктирные линии — расчет по (5), сплошные — по (3)

Формулу (3), раскладывая в ряд Тейлора по степеням $1/k$ и удерживая только первые два его члена с учетом связи $\gamma = \alpha - 1$, перепишем в виде

$$k = \frac{(\beta + \alpha - 1)(Le\beta - 1) + (Le - 1)\Omega}{Le(\beta - \alpha) + Le - 1}.$$

Даже если не обращать внимания на небольшое различие в параметрах ψ и k то, как видно, она по форме не совпадает ни с формулой (4) Баренблатта-Зельдовича-Истратова, ни с формулой (5) Алдушина-Каспаряна. Это выглядит удивительным по той причине, что выражение для скорости реакции (1) в пределе очень большой энергии активации мало отличается от δ -функции. И только лишь в предельном случае $k = \infty$ все три дисперсионные соотношения приводят к равенству $Le(\beta - \alpha) + Le - 1 = 0$, один из корней которого $\Omega = \lambda$ указывает в отсутствие строгого выполнения равенства $Le = 1$ на неустойчивость пламени с бесконечно тонкой зоной химической реакции.

Проверка на адекватность полученных результатов

Химическая реакция в реальном пламени протекает сложным образом со многими путями (цепями) и образованием большого числа промежуточных компонентов. Представление же горения одностадийным процессом по схеме $A \rightarrow B$ является упрощением, где сложное пламя рассматривается как имеющее какое-то одно «топливо», с исчезновением которого связано выделение тепла [8]. Тогда коэффици-

енты диффузии и теплопроводности, предэкспоненциальный множитель и энергия активации в скорости химической реакции в выражениях (1, 2) и др. имеют смысл т.н. *формально-кинетических параметров*, имеющих смысл усредненных или эффективных величин по всем возможным цепям и ступеням химической реакции [9]. Согласно приведенным выше результатам, эффективное число Льюиса в устойчивом пламени в газах должен быть приблизительно равным единице. Для смесей CH_4-O_2 , $CO-O_2$ оно равно 1,25 и 1,1 соответственно, и приведенные примеры близости эффективного числа Льюиса единице являются не единичными [8].

Равенство $Le = 0$ имеет место при безгазовом горении так называемых систем самораспространяющегося синтеза. Устойчивость пламени при таких числах Льюиса — довольно частое явление, хотя известны многочисленные факты наблюдения и неустойчивых режимов горения [10]. Детальное сравнение теоретических выводов с экспериментальными результатами не представляется возможным ввиду отсутствия надежных систематических данных по эффективной энергии активации при самораспространяющемся синтезе.

Выводы

Сравнительный анализ результатов устойчивости пламени, следующих из различных подходов к представлению характера и скорости протекания химической реакции показал, что:

- замена аррениусовской формы скорости реакции на модельные выражения сильнее всего оказывает влияние на условия устойчивого горения при числах $Le < 1$, чем при $Le > 1$;
- учет конечности скорости химической реакции не отражается на условиях реализации апериодической и колебательной потери устойчивости;
- чем больше ширина зоны химической реакции (или меньше ее скорость), тем больше пламя проявляет устойчивость по отношению к двумерным возмущениям;
- учет конечности скорости химической реакции объясняет наблюдающуюся устойчивость плоского фронта пламени при числах $Le \approx 0$.

Авторы выражают благодарность Р.С. Буркиной и А.М. Тимохину (Томский государственный университет) за ряд ценных замечаний, рекомендации и плодотворные обсуждения работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гришин А.М., Берцун В.Н., Агранат В.М. Исследование диффузионно-тепловой неустойчивости ламинарных пламен // Доклады АН СССР. — 1977. — Т. 235. — № 3. — С. 550–553.
2. Алдушин А.П., Каспарян С.Г. О теплодиффузионной неустойчивости фронта горения // Доклады АН СССР. — 1979. — Т. 244. — № 1. — С. 67–70.
3. Баренблатт Г.И., Зельдович Я.Б., Истратов А.Г. К теории теплодиффузионной неустойчивости ламинарного пламени // Прикладная механика и техническая физика. — 1962. — Т. 17. — № 3. — С. 21–26.
4. Виллюнов В.Н., Дик И.Г., Зурер А.В., Ищенко А.Н. Зависимость скорости распространения теплодиффузионного пламени для широкого диапазона чисел Le // Физика горения и взрыва. — 1984. — № 5. — С. 35–42.
5. Сабденков К.О. О диффузионно-тепловой неустойчивости ламинарного пламени // Инженерно-физический журнал. — 2002. — Т. 75. — № 4. — С. 73–79.
6. Сабденков К.О. Нахождение условий диффузионно-тепловой устойчивости пламени применением модельной функции скорости химической реакции // Известия Томского политехнического университета. — 2004. — Т. 307. — № 2. — С. 25–29.

7. Сабденков К.О. К вопросу нахождения постоянной Маркштейна // Известия Томского политехнического университета. — 2004. — Т. 307. — № 3. — С. 21–25.
8. Фристром Р.М., Вестенберг А.А. Структура пламени. Пер. с англ. — М.: Металлургия, 1969. — 364 с.
9. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980. — 480 с.
10. Мержанов А.Г. Проблемы технологического горения // Процессы горения в химической технологии и металлургии. — Черноголовка: Изд-во ИХФ РАН, 1975. — С. 5–28.

УДК 539.3;539.215

ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ОТКЛИКА ГРАНИЦ РАЗДЕЛА В РАЗЛОМНО-БЛОКОВЫХ СРЕДАХ НА ИЗМЕНЕНИЕ ИХ СОСТОЯНИЯ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ.

Ч. 2. РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

С.В. Астафуров¹, Е.В. Шилько¹, А.В. Димаки¹, В.В. Ружич², В.В. Лопатин³, Б.Г. Шубин³, В.Л. Попов⁴, С.Г. Псахье¹

¹Институт физики прочности и материаловедения СО РАН. г. Томск

²Институт земной коры СО РАН. г. Иркутск

³Научно-исследовательский институт высоких напряжений при ТПУ. г. Томск

⁴Берлинский технический университет. г. Берлин, Германия

E-mail: lopatin@hvd.tpu.ru

Путем компьютерного моделирования методом подвижных клеточных автоматов проведено теоретическое изучение отклика активных границ раздела структурно-тектонических блоков земной коры (разломов) на вибрационные воздействия и изменение их состояния, реализуемое обводнением. Результаты расчетов подтвердили выводы, сделанные по данным натурных испытаний, а также позволили выявить роль каждого их факторов в изменении характера отклика разлома, что может быть использовано для однозначного объяснения обнаруженных экспериментально эффектов. На основе результатов моделирования и экспериментальных данных разработан конкретный способ реализации предложенного подхода к техногенному управлению режимом смещений в зонах сейсмоактивных разломов, основанный на применении электроразрядных технологий.

Введение

Результаты многолетнего мониторинга смещений по активным разломам и натурных экспериментов демонстрируют принципиальную возможность инициации в высоконапряженных фрагментах активных разломов аномальных по амплитуде смещений в «квазивязком» (криповом) режиме совместным применением водонасыщения и вибрационных воздействий [1, 2]. При этом в процессе трения краев разлома будет иметь место диссипация аккумулированной в земной коре упругой энергии и релаксация локальных напряжений. Полученные результаты позволили предложить идею принципиально нового способа управления режимом смещений во фрагментах сейсмоопасных тектонических разломов путем инициирования смещений в режиме сдвиговой ползучести за счет насыщения жидкостью фрагмента разлома в сочетаниями с циклическими воздействиями на него. При этом необходимо иметь ясное понимание механизмов влияния подобных комплексных воздействий, приводящих к переключению режима смещений берегов разлома. Отметим, что для детального изучения особенностей отклика зон активных разломов в настоящее время активно используется математический аппарат механики деформируемого твердого тела, а также методы компьютерного моделирования.

В течение многих лет при описании деформационных процессов в земной коре в большинстве случаев применялись различные способы осредне-

ния по пространству как свойств среды, так и параметров механического движения, при этом блочное строение не учитывалось в явном виде. При этом специфические свойства нарушений сплошности учитывались либо путем осреднения по пространству, либо посредством расчетов деформирования системы разрывов в сплошной среде с анализом условий на границе раздела. Существенные иногда отклонения от «средних» зависимостей в эксперименте часто приписывались методическим погрешностям. Однако при решении целого класса задач, связанного с локализацией деформационных процессов на структурных нарушениях, оказалось, что даже самые совершенные модели сплошной среды принципиально не могут быть использованы.

Многочисленные литературные данные говорят о том, что земная кора имеет иерархически организованное дискретное блочное строение [3–6], что обеспечивает наличие дополнительных степеней свободы и, как следствие, достаточно высокую деформационную способность среды в целом. В восьмидесятые годы прошлого века, после того как были опубликованы работы академика М.А. Садовского, началось интенсивное развитие исследований, направленных на изучение влияния блокового строения земной коры на различные геофизические процессы. Постепенно в науках о Земле сформировались два различных подхода к проблеме влияния нарушений сплошности на свойства мас-