

УДК 532.5:536.468+536.252

## РЕЖИМЫ ПРОТЕКАНИЯ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ В ЗАКРЫТОМ СОСУДЕ ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ РЕАГИРУЮЩЕГО ГАЗА

МАХВИЛАДЗЕ Г. М., НИКОЛОВА И. П.

Протекание экзотермических химических реакций, как правило, сопровождается сложными движениями реагирующей среды. Из-за разогрева, вызванного выделением тепла в химической реакции или подводом тепла извне, возникает естественно-конвективное движение, которое может определять весь ход химического превращения.

Газодинамические явления при протекании объемных экзотермических реакций, влияние их на развитие и характеристики процесса горения интенсивно изучаются [1—3]. Важным направлением исследований является создание эффективных методов расчета на основе полных нестационарных неоднородных уравнений газодинамики реагирующих сред, что позволяет получить детальную информацию о протекании всех стадий процесса горения в реальном газодинамическом поле.

Ниже анализируется роль газодинамических процессов при протекании экзотермической химической реакции в газовой смеси, находящейся в плоском закрытом сосуде квадратного сечения. Реакция инициируется в результате внезапного повышения температуры одной из боковых стенок сосуда.

С помощью метода численного интегрирования [4—6] исследованы пространственно-временные распределения температуры, концентрации, скорости газа на всех этапах развития процесса — от стадии прогрева горючей смеси у нагретой стенки сосуда до полного превращения исходных веществ. Определены характеристики тепловой конвекции реагирующего газа. В зависимости от параметра  $\sigma$  — отношения характерного времени развития конвекции к времени зажигания — выделены следующие режимы реакции:  $\sigma < \sigma_1 \ll 1$  — квазистационарная реакция в одновихревом конвективном поле движения газа;  $\sigma_1 < \sigma \leq 1$  — воспламенение горючей смеси в верхней части сосуда, протекание реакции в большой области, примыкающей к верхней стенке;  $1 \leq \sigma < \sigma_2$  — распространение фронта пламени по вертикали сверху вниз;  $\sigma > \sigma_2 \gg 1$  — горизонтально распространяющееся пламя. Два последних режима сопровождаются образованием нестационарной двухвихревой структуры конвекции. Получены соотношения, определяющие границы существования указанных режимов.

Ранее начальная стадия процесса — несимметричное воспламенение в условиях естественной конвекции — в приближении Буссинеска исследовалась в работах [2, 7, 8], в которых были получены критические условия несимметричного воспламенения и условие перехода от воспламенения к зажиганию при инициировании реакции горизонтальными поверхностями.

1. Пусть газовая горючая смесь находится в плоском сосуде квадратного сечения с твердыми и непроницаемыми границами. В газе имеется однородное поле температуры  $T = T_0$ , на боковых стенках сосуда задана температура  $T_0$ , верхнее и нижнее основания теплоизолированы. Скорость химической реакции при температуре  $T_0$  мала, и газ можно считать нереагирующим. Газ неподвижен и находится в гидростатическом равновесии в поле силы тяжести, направленной по вертикали. В момент  $t = 0$  температура левой границы внезапно повышается до температуры  $T_1$  и затем не меняется.

В безразмерных переменных система двумерных нестационарных уравнений, описывающих движение сжимаемого реагирующего газа в поле силы тяжести, а также начальные и граничные условия имеют вид

$$(1.1) \quad \partial V / \partial \tau + (V \nabla) V = -i - (\gamma \rho M^2)^{-1} \nabla P + (\rho \text{Re})^{-1} (\Delta V + \frac{1}{3} \text{grad div } V)$$

$$(1.2) \quad \partial \rho / \partial \tau + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0$$

$$(1.3) \quad \partial \theta / \partial \tau + (\mathbf{V} \nabla) \theta = -(\gamma - 1) \theta \operatorname{div} \mathbf{V} + \gamma \rho (\operatorname{Re} \operatorname{Pr})^{-1} \Delta \theta + q D \alpha \Phi(\theta)$$

$$(1.4) \quad \partial \alpha / \partial \tau + (\mathbf{V} \nabla) \alpha = (\operatorname{Re} \operatorname{Sc})^{-1} \Delta \alpha - D \alpha \Phi(\theta)$$

$$(1.5) \quad \tau = 0, \theta = 1, \mathbf{V} = 0, \alpha = 1, P = \rho = \exp(-\gamma M^2 y)$$

$$(1.6) \quad \mathbf{r} \in \Gamma, \quad \mathbf{V} = 0, \quad \partial \alpha / \partial \mathbf{n} = 0; \quad \theta(\tau, 0, y) = \theta_s$$

$$(1.7) \quad \theta(\tau, 1, y) = 1, \quad \delta \theta / \partial y(\tau, x, 0) = \partial \theta / \partial y(\tau, x, 1) = 0$$

$$\mathbf{V} = (u, v), \quad \mathbf{i} = (0, 1), \quad \mathbf{r} = (x, y), \quad \Phi(\theta) = \exp[\beta(\theta_s^{-1} - \theta^{-1})]$$

$$\beta = E(RT_0)^{-1}, \quad \operatorname{Pr} = \nu \kappa^{-1}, \quad \operatorname{Sc} = \nu D_\alpha^{-1}$$

$$\gamma = c_p c_v^{-1}, \quad M^2 = Lg(\gamma RT_0)^{-1}$$

$$\operatorname{Re} = g^{1/2} L^{3/2} \nu^{-1}, \quad q = Q \alpha_0 (c_s T_0)^{-1}$$

$$\theta_s = T_s T_0^{-1}, \quad D = (L/g)^{1/2} k_0 \exp[-E(RT_s)^{-1}]$$

Здесь  $\tau$  — время,  $u$  и  $v$  — горизонтальная и вертикальная составляющие скорости в проекции на оси  $x$  и  $y$  соответственно,  $\rho$ ,  $P$  и  $\theta$  — плотность, давление и температура газа,  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $\nu$  — кинематическая вязкость,  $D_\alpha$  — коэффициент диффузии реагирующего вещества,  $\kappa = \lambda / \rho c_p$  — температуропроводность,  $k_0$  — предэкспоненциальный множитель,  $Q$  и  $E$  — тепловой эффект (на единицу массы) и энергия активации химической реакции,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $R$  — газовая постоянная,  $L$  — длина сосуда,  $\Delta$  — оператор Лапласа,  $\Gamma$  — граница области  $0 \leq x, y \leq 1$ . В качестве характерных масштабов длины, времени, скорости, температуры, плотности, давления и концентрации выбирались величины  $L$ ,  $\sqrt{L/g}$ ,  $\sqrt{Lg}$ ,  $T_0$ ,  $\rho_0$ ,  $\rho_0 RT_0 / \mu$ ,  $\alpha_0$ , где  $\rho_0$  — начальная плотность газа у нижнего основания сосуда,  $\mu$  — средний молекулярный вес газа,  $\alpha_0$  — начальная концентрация реагирующего вещества. Предполагается, что в газе протекает одностадийная химическая реакция первого порядка, причем одно из реагирующих веществ находится в недостатке, и скорость реакции зависит только от его концентрации  $\alpha$ ; коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности и величина  $\rho D_\alpha$  постоянны; молекулярные веса всех веществ, присутствующих в системе, примерно одинаковы, поэтому эффекты концентрационной конвекции несущественны, уравнение состояния имеет вид  $P = \rho \theta$ .

Расчеты проводились для  $\theta_s = 3,5$ ;  $\operatorname{Pr} = 1$ ;  $\operatorname{Re} = 130$ ;  $M^2 = 0,05$ ;  $\gamma = 1,4$ ;  $\operatorname{Sc} = 1$ ;  $q = 6$ ;  $\beta = 10$ ;  $0 \leq D \leq 10$ .

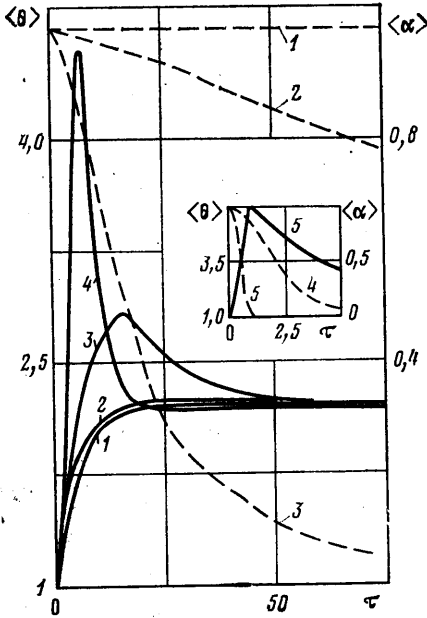
Интегрирование задачи (1.1)–(1.7) осуществлялось с помощью трехслойного экстраполяционного метода [4–6], эффективного при расчете дозвуковых нестационарных движений газа. Как и в [6], члены, описывающие объемную реакцию, вычислялись по значениям температуры и концентрации, определяемым с помощью линейной экстраполяции. Использовалась равномерная пространственная сетка с шагами  $h = 0,05$  и  $0,025$ . Число Куранта  $K = \Delta \tau / hM$  ( $\Delta \tau$  — шаг по времени) равнялось четырем при расчетах с  $D \leq 0,1$ ; для больших значений  $D$  расчет проводился с  $K = 1$  на начальной стадии процесса и с  $K = 2$  на стадии развитого движения. Отдельные участки процесса рассчитывались для контроля точности с разными  $K$ . В расчетах контролировалось также выполнение баланса массы во время всего нестационарного процесса и равенство полных тепловых потоков через боковые стенки сосуда на стационарном участке —  $\operatorname{Nu}_s = \operatorname{Nu}_0$ , где

$$(1.8) \quad \operatorname{Nu}_s = \frac{1}{\theta_s - 1} \int_0^1 \frac{\partial \theta}{\partial x}(\tau, 0, y) dy, \quad \operatorname{Nu}_0 = \frac{1}{\theta_s - 1} \int_0^1 \frac{d\theta}{dx}(\tau, 1, y) dy$$

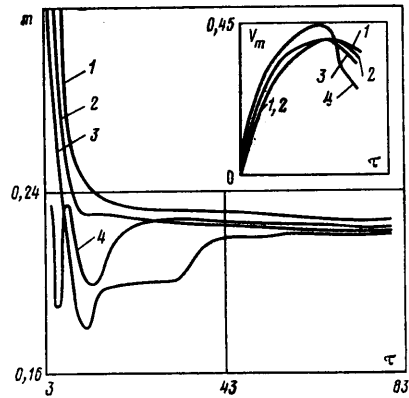
В окончательных расчетах на сетке с  $h=0,025$  условие постоянства массы выполнялось с погрешностью не более 5%, невязка в интегральных балансах тепла при стационарной конвекции в продуктах горения не превышала 1%.

2. В результате расчетов при фиксированном значении числа Рэлея  $Ra = Pr Re^2 (\theta_s - 1) = 4,225 \cdot 10^4$  в интервале чисел Дамкеллера  $0 \leq D \leq 10$  была получена детальная информация о протекании всех стадий нестационарного процесса.

После резкого повышения температуры на левой границе сосуда неподвижный газ начинает прогреваться, что приводит к возникновению конвективного движения горячей смеси в поле силы тяжести и развитию экзотермической химической реакции, скорость которой резко увеличивается при повышении температуры. Все особенности нестационар-



Фиг. 1



Фиг. 2

ного поведения рассматриваемой системы обусловлены соотношением между характерными временами развития этих двух процессов, которое определяется значением числа  $D$ .

На фиг. 1, 2 представлены зависимости средних по объему температуры  $\langle \theta \rangle$  и концентрации  $\langle \alpha \rangle$  (пунктир), а также максимальной по объему скорости газа  $V_m$  от времени (кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют значениям  $D=0; 0,01; 0,1; 1; 10$ ).

В случае  $D \ll 1$  (кривые 2) за время возникновения и установления конвективного движения химическая реакция не успевает развиваться. Из-за быстрого перемешивания газа вследствие естественной конвекции устанавливается невысокая средняя температура, при которой происходит медленная, квазистационарная реакция (в неподвижной среде произошло бы зажигание горючей смеси у нагретой границы). В каждом вертикальном сечении сосуда температура и доля выгоревшего вещества убывает сверху вниз.

Поскольку конвективные процессы протекают намного быстрее химических, развитие скоростного поля мало отличается от случая конвекции в химически инертном газе. Это касается таких величин, как время воз-

никновения конвекции  $\tau_c$  ( $\tau_c \approx 0,6$  при  $D=0$ ,  $\tau_c=0,55$  при  $D=0,01$ ), максимальное значение  $V_m$  и время «разгона» движения. При выбранном значении числа Ra режим конвекции отвечает одновихревому движению с хорошо выраженными пограничными слоями. Центр вихря несколько смещен от центра сосуда к правому нижнему углу. В ядре вихря температура почти постоянна по горизонтали, но меняется линейно по вертикали. Наиболее горячий газ находится в левом верхнем углу сосуда, самый холодный — в правом нижнем. Среднее число Нуссельта на горячей границе, затухая, стремится к своему стационарному значению. Тепловой поток через холодную границу сначала равен нулю, поскольку температуры газа и стенки равны, а затем монотонно возрастает (эти особенности конвективного движения в химически инертном газе были отмечены в [9, 10]).

Небольшие отличия от случая  $D=0$  на квазистационарном участке вызваны тепловыделением в химической реакции, которое приводит к незначительному увеличению средней температуры и теплового потока на холодную границу и уменьшению теплового потока, поступающего от нагретой стенки. После полного выгорания реагента (за время  $\tau_a \sim 500$ ) тепловые потоки полностью выравниваются ( $Nu_s = Nu_0$ ) и все динамические и тепловые характеристики в точности соответствуют стационарной конвекции в нереагирующем газе.

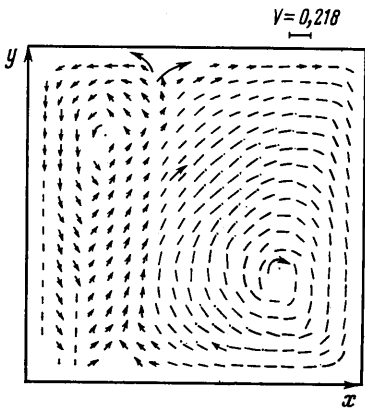
Итак, квазистационарный режим (I) характеризуется следующими последовательными стадиями: возникновением и установлением конвективного движения, мало отличающегося от конвекции в химически инертном газе, квазистационарной реакцией с небольшим разогревом горючей смеси в установившемся конвективном поле движения газа и, наконец, стационарной конвекцией в полностью прореагировавшем газе.

При увеличении числа  $D$  скорость тепловыделения в объеме газа возрастает и квазистационарная реакция (горизонтальный участок на графике зависимости  $\langle \theta \rangle(t)$ ) становится невозможной. Если время развития конвекции меньше характерного времени химической реакции, как это имеет место при  $D=0,1$  (кривые 3), то начальный этап возникновения и «разгона» движения происходит, как при меньших  $D$  (ср. кривые 2 и 3 на фиг. 2).

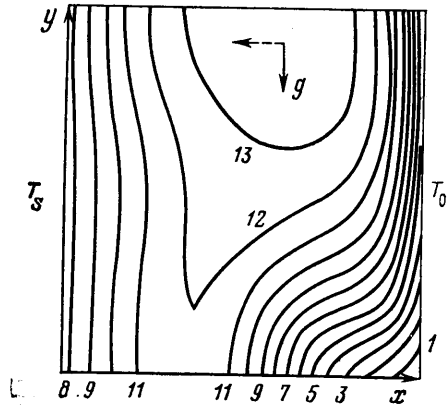
Пограничный слой, развивающийся на левой границе, «сливается» в верхнюю часть области. В левом верхнем углу, где находится горячий газ, происходит воспламенение (в момент  $\tau=2,5$  при  $D=0,1$ ), сопровождающееся резким возрастанием температуры. Здесь возникает область горячего газа, которая постепенно заполняет всю верхнюю часть сосуда и затем распространяется вниз. При этом температура в ней продолжает увеличиваться ( $\max \theta = 4,2$  при  $\tau \approx 10$ ), а концентрация уменьшается. Быстрый рост тепловыделения приводит к резкому уменьшению скорости  $V_m$  (затем она стабилизируется, так как изменение температуры становится более плавным), теплового потока  $Nu_s$  и величины  $Nu_0$ . По мере выгорания вещества ( $\tau_a \sim 50$ ) и охлаждения газа через обе боковые границы (в верхней части сосуда газ охлаждается и у левой стенки, локальный тепловой поток на левой границе меняет знак) температура в горячей области уменьшается и зона максимального тепловыделения смещается вниз.

Рассмотренный режим (II) характеризуется отсутствием квазистационарной стадии реакции и отвечает воспламенению горючей смеси. Реакция развивается на фоне конвективного движения, что приводит к подъему прогретой у левой границы горючей смеси в верхнюю часть сосуда, где происходит воспламенение и интенсивное развитие химической реакции, а также способствует перемешиванию горячего и холодного газа, протеканию реакции в значительной части объема сосуда, примыкающей к верхней стенке, снижению максимальной температуры.

Если время реакции меньше времени развития конвекции, но сопоставимо с ним, в примыкающих к нагретой стенке слоях газа происходит зажигание с последующим формированием волны реакции в верхней части сосуда (этот режим иллюстрируется кривыми 4,  $D=1$ ). К моменту развития конвекции ( $\tau \approx 0,45$ ) реакция идет с большой скоростью, температура газа у левой границы намного больше  $T_s$ , выгорание здесь значительно ( $\alpha \approx 0,6$ ), величина  $Nu_s(t)$  меняет знак ( $\tau \approx 0,35$ ) — левая граница из нагревателя превращается в холодильник. Из-за развития конвекции и расширения у левой стенки газ поднимается вдоль нее и движется в горизон-



Фиг. 3



Фиг. 4

тальном направлении в остальной части сосуда. В левом верхнем углу образуется область горячего газа — продуктов горения, перемещающаяся вдоль верхней границы и распространяющаяся вниз. Температура газа быстро достигает величины, приближающейся к теоретической температуре горения ( $\max \langle \theta \rangle = 4,6$ ;  $\max \theta = 5,95$  при  $\tau = 6,5$ ). Из-за охлаждения у боковых стенок сосуда происходит перестройка одновихревого конвективного движения в нестационарное двухвихревое (существующее при  $3,5 \leq \tau \leq 7,5$ ) с подъемом горячего газа в центре сосуда и опусканием вдоль боковых границ. На фиг. 3 и 4 показаны поле скоростей и температурные распределения в момент  $\tau = 5,96$  для  $D=1$ ; значения температур на соседних изотермах отличаются на  $\Delta \theta = 0,295$ , изотерме 1 соответствует  $\theta = 1,57$ , изотерме 13 —  $\theta = 5,11$ .

Реагирующее вещество выгорает ( $\tau_a \approx 10$ ) в основном в результате распространения волны горения сверху вниз по горючей смеси, которая все время обедняется из-за конвективного массопереноса. Из-за большего по сравнению с предыдущим режимом тепловыделения время «разгона» газа сокращается, а максимум  $V_m$  возрастает ( $\max V_m = 0,44$  при  $\tau \approx 1,53$ ). Первый минимум функции  $V_m(t)$  соответствует максимальному тепловыделению, а второй связан с образованием двухвихревой структуры.

В целом этот режим (III) характеризуется зажиганием горючей смеси у боковой нагретой стенки сосуда, подъемом реагирующего газа в верхнюю часть сосуда, где формируется фронт горения, распространяющийся по вертикали сверху вниз, возникновением нестационарной двухвихревой конвективной структуры.

В случае  $D \gg 1$  (кривые 5,  $D=10$ ) реакция развивается очень быстро, у левой границы происходит зажигание ( $\tau \approx 0,025$ ) и успевает сформироваться одномерный фронт пламени, распространяющийся по горизонтали

и вытесняющий несгоревшую смесь подобно поршню, который движется с той же скоростью. Возникающая при этом волна сжатия, достигая правой границы ( $\tau \approx 0,12$ ), отражается от нее, вызывая движение газа в обратном направлении, из-за чего начинающееся в продуктах горения конвективное движение не успевает развиться. После достижения фронтом пламени правой границы ( $\tau = 0,75$ ) в объеме формируется естественно-конвективное течение, приводящее к скоплению горячего газа у верхнего основания сосуда. В результате охлаждения через боковые стенки сосуда образуется вторичное двухвихревое конвективное движение, как в режиме III, а затем устанавливается стационарное одновихревое конвективное течение продуктов реакции. Зависимость  $Nu_0(t)$  имеет два острых максимума, обусловленных достижением волной сжатия, а затем фронтом пламени правой границы. Тепловой поток  $Nu_s$  обращается в нуль в момент зажигания, увеличивается, когда фронт пламени отходит от границы, и уменьшается при отражении волны сжатия от левой границы.

Рассмотренный режим (IV) сопровождается зажиганием и образованием фронта пламени у нагретой стенки, распространением пламени к противоположной границе сосуда, формированием естественно-конвективного движения после полного выгорания реагента и возникновением нестационарной двухвихревой вторичной структуры.

3. Граница между режимами I и II определяется приближенно из анализа теплового баланса с учетом экспериментальных данных [11] по конвективному теплопереносу (аналогичный прием использовался в [12] для определения критических условий теплового взрыва при наличии естественной конвекции). В квазистационарном режиме скорости тепловыделения и теплоотвода

$$(3.1) \quad q_+(\langle T \rangle) = a_s(T_s - \langle T \rangle)S + VQk_0\rho\alpha_0 \exp(-E/R\langle T \rangle), \\ q_-(\langle T \rangle) = a_0(\langle T \rangle - T_0)S$$

равны между собой ( $\langle T \rangle$  — средняя температура газа,  $S$  — площадь теплоотвода,  $V$  — объем сосуда). Коэффициенты теплопередачи  $a_s$  и  $a_0$  можно найти, считая, что они равны соответствующим коэффициентам теплопередачи в не реагирующем газе при стационарной конвекции, когда поток тепла от нагретой стенки ( $T = T_s$ ) равен потоку тепла на холодную стенку ( $T = T_0$ ):

$$(3.2) \quad q_0(\langle T \rangle) = a_s(T_s - \langle T \rangle) = a_0(\langle T \rangle - T_0), \quad a_s = \lambda/\delta_s, \quad a_0 = \lambda/\delta_0$$

где  $\delta_s$  и  $\delta_0$  — толщина приведенных пленок.

Полагая  $\delta_s = m\delta_0$ ,  $m$  — коэффициент, учитывающий асимметрию пограничных слоев на границах области, найдем  $a_s = (m+1)a_e/m$ ,  $a_0 = (m+1)a_e$ , где  $a_e = q_0/(T_s - T_0)$  — эффективный коэффициент теплопередачи. Используя эти выражения и экспериментальную зависимость  $a_e(Ra)$ , полученную в опытах по исследованию теплопередачи через вертикальную прослойку газа ширины  $L$  при горизонтальном потоке тепла

$$(3.3) \quad a_e = a_e^\circ f(Ra), \quad f(Ra) = 1 + 0,0236 Ra^{1,393} (1,01 \cdot 10^4 + Ra)^{-1}$$

( $a_e^\circ \approx \lambda/L$  — коэффициент кондуктивной теплопередачи), найдем, что на пределе воспламенения выполняются следующие соотношения:

$$(3.4) \quad Fk_* = f(Ra), \quad Fk = \frac{Q}{a_e^\circ} \frac{V}{S} k_0\rho\alpha_0 \frac{m}{(m+1)^2} \frac{1}{(\langle T \rangle - T_0)} \exp(-E/R\langle T \rangle)$$

$$T^{\circ} = (T_s + mT_0) / (m + 1), \quad \langle T \rangle_* = (E/2R) [1 - (1 - 4(RT^{\circ}/E))^{1/2}]$$

вытекающие из условия касания кривых тепловыделения и теплоотвода при  $T = \langle T \rangle_*$  ( $Fk$  — параметр Франк-Каменецкого). При  $Fk > Fk_*$  происходит воспламенение. Для  $Ra = 4,225 \cdot 10^4$  —  $Fk_* = 2,25$ , численные расчеты дают значение 2,9, которое согласуется с оценочным, если ввести поправку на выгорание, что увеличивает значение  $Fk_*$  в 1,25 раза.

Границу режимов II и III можно найти, приравняв время развития конвекции  $\tau_c$  и время химической реакции. Величина  $\tau_c$  оценивалась на основе расчетов конвекции в плоской закрытой области квадратного сечения при заданном на боковой границе потоке тепла [10]. Именно считая газ неподвижным в интервале времени  $(0, \tau_c)$ , можно вычислить средний за этот интервал поток тепла на границе полубесконечной неподвижной среды температуры  $T_0$ , приведенной в соприкосновение с нагретой стенкой при температуре  $T_s$ . Подстановка вычисленного значения потока тепла в соотношение работы [10], определяющее границу возникновения конвекции (подробности см. в [13]), дает  $\tau_c = 0,73 Pr (L/g(\theta_s - 1))^{1/2}$ .

За характерное время химической реакции нужно выбрать время задержки зажигания  $t_i$  при контакте плоской поверхности, нагретой до температуры  $T_s$ , с неподвижным реагирующим веществом [14, 15]

$$(3.5) \quad t_i = 0,3 Ec_0 (k_0 \alpha_0 RQ)^{-1} (1 - \theta_s^{-1})^2 \exp(E/RT_s)$$

Тогда на границе режимов II и III

$$(3.6) \quad \sigma = t_c / t_i = 2,4 Pr q \beta^{-1} \theta_s^2 (\theta_s - 1)^{-5/2} D = 1$$

а уравнение границы режимов I и II принимает вид

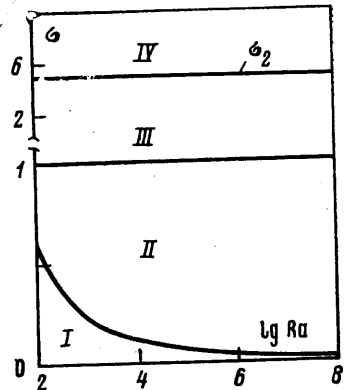
$$(3.7) \quad \sigma = 2,4 \gamma \frac{\theta_s^2 (\langle \theta \rangle_* - \theta^{\circ})}{\beta (\theta_s - 1)^2} [\Phi(\langle \theta_* \rangle)]^{-1} \frac{(m+1)^2}{m} \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} f(Ra)$$

Режим IV (горизонтально распространяющееся пламя) осуществляется, если за время зажигания  $t_i$  и формирования фронта пламени  $t_f$  у нагретой стенки не успевает возникнуть конвекция, т. е.  $t_i + t_f < t_c$ . Подставляя сюда  $t_c$  ( $\theta_s$  надо заменить на  $\theta_b = T_b/T_0 = q + 1$ ),  $t_i$  из (3.5) и  $t_f = \sqrt{t_i t_0}$  [16], где  $t_0 = \kappa / u_n^2$  ( $u_n$  — нормальная скорость распространения пламени, рассчитываемая по формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого), получим условие реализации режима IV в виде

$$(3.8) \quad \sigma > \sigma_2 = \left( \frac{\theta_b - 1}{\theta_s - 1} \right)^{1/2} \left\{ 1 + 1,3 \frac{\theta_s}{\theta_s - 1} \left( \frac{\theta_b - 1}{\theta_b} \right)^{3/2} \beta^{1/2} [\Phi(\theta_b)]^{-1/2} \right\}$$

Области существования различных режимов представлены на фиг. 5 в координатах  $(\sigma, Ra)$  для указанных в п. 2 параметров и  $m = 2$ . Данные расчетов подтверждают справедливость приближенных формул (3.6) — (3.8).

В заключение отметим, что близкая по постановке задача, отличающаяся другой ориентацией вектора ускорения силы тяжести (он был направлен в сторону отрицательных  $x$  (см. пунктир на фиг. 4)) и использованием приближения Буссинеска, рассматривалась в [8] с целью исследо-



Фиг. 5

вания критических условий несимметричного воспламенения и развития начальной стадии процесса. В этой работе введено использованное выше условие  $\sigma=1$  как критерий перехода от воспламенения (оно возникало у середины холодной границы) к зажиганию. Следует ожидать, что при указанной ориентации  $g$  от холодной стенки к нагретой волна реакции, образующаяся при воспламенении, будет распространяться по направлению  $g$ , а возникающая при зажигании — в противоположном направлении (условие реализации этого режима можно получить по аналогии с выводом условия (3.8)).

Диаграммы развития процесса в каждом из возможных режимов, ряд дополнительных характеристик и подробностей, касающихся выполненных расчетов и оценок, приведены в [13].

Авторы благодарны В. Б. Либровичу за внимание к работе, ценные советы и замечания, В. И. Полежаеву за полезное обсуждение результатов работы и О. И. Мелихову за помощь в расчетах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Merzhanov A. G., Shtessel E. A.* Free convection and thermal explosion in reactive systems.— *Astronaut. Acta*, 1973, v. 18, № 3, p. 191.
2. *Штессель Э. А.* Естественная конвекция в химически реагирующих системах: Автореф. дис. на соискание уч. ст. докт. физ.-мат. наук. Черногловка, Ин-т хим. физ. АН СССР, 1979, 36 с.
3. *Lovachev L. A.* 2. Flammability limits — a review.— *Combustion Sci. and Technol.*, 1979, v. 20, № 5, p. 209—224.
4. *Махвиладзе Г. М., Щербак С. В.* Разностная схема для численного исследования нестационарных двумерных движений сжимаемого газа. М., 1978. 36 с. (Препринт Ин-та пробл. мех. АН СССР № 113).
5. *Махвиладзе Г. М., Щербак С. В.* Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа.— *Инж.-физ. ж.*, 1980, т. 38, № 1, с. 582—537.
6. *Желева И., Махвиладзе Г., Христов Х.* О расчете термогазодинамических процессов в химическом реакторе.— *Теоретична и приложна механика*, 1979, № 3, с. 76—85.
7. *Штессель Э. А., Аверсон А. Э., Прибыткова К. В.* О влиянии естественной конвекции на зажигание жидких систем.— В кн.: *Горение и взрыв*. М.: Наука, 1972, с. 24—29.
8. *Закарин Э. А., Кашикарое В. П., Крамар В. Ф., Штессель Э. А.* Численный анализ несимметричного воспламенения реагирующей жидкости в условиях естественной конвекции.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1979, 4, с. 10—15.
9. *Полежаев В. И.* Численное исследование естественной конвекции жидкостей и газов.— В кн.: *Некоторые применения метода сеток в газовой динамике*. Вып. 4. М.: Изд-во МГУ, 1971, с. 86—90.
10. *Полежаев В. И.* Нестационарная ламинарная тепловая конвекция в замкнутой области при заданном потоке тепла.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1970, № 4, с. 109—117.
11. *Гребер Г., Эрк С., Григуль У.* Основы учения о теплообмене. М.: Изд-во иностр. лит., 1958. 566 с.
12. *Штессель Э. А., Прибыткова К. В., Мержанов А. Г.* Численное решение задачи о тепловом взрыве с учетом свободной конвекции.— *Физика горения и взрыва*, 1971, т. 7, № 2, с. 167—178.
13. *Махвиладзе Г. М., Николаева И. П.* Тепловая конвекция и режимы протекания экзотермической химической реакции при зажигании газовой горючей смеси. М., 1980. 60 с. (Препринт Ин-та пробл. мех. АН СССР, № 172).
14. *Зельдович Я. Б.* К теории зажигания.— *Докл. АН СССР*, 1963, т. 150, № 2, с. 283—285.
15. *Merzhanov A. G., Averson A. E.* The present state of the thermal ignition theory: an invited review.— *Combustion and Flame*, 1971, v. 16, № 1, p. 83—124. (Рус. пер.: Современное состояние тепловой теории зажигания. Черногловка, Ин-т хим. физики АН СССР, 1970).
16. *Мержанов А. Г., Хайкин Б. И., Шкадинский К. Г.* Установление стационарного распространения пламени при зажигании газа накаленной поверхностью.— *ПМТФ*, 1969, № 5, с. 42—48.

Москва

Поступила в редакцию  
25.XI.1980