

2. Дин Л. Е., Томпсон В. Л. // РТК.— 1961.— 31, № 7.— С. 78—85.
3. Маркштейн Г. Х. // Там же.— 1963.— 1, № 3.— С. 19.
4. Кларк А. Ф., Хаст И. Г. // Там же.— 1974.— 12, № 4.— С. 31—52.
5. Злобинский Б. М., Иоффе В. Г., Злобинский В. Б. Воспламеняемость и токсичность металлов и сплавов.— М.: Metallurgy, 1972.
6. Денисенко Г. Ф., Файнштейн В. И. Техника безопасности при производстве кислорода.— М.: Metallurgy, 1968.
7. Гордов А. И. Точность контактных методов измерения температуры.— М.: Изд-во стандартов, 1976.
8. Дрожжин П. Ф., Штейнберг А. С., Болобов В. И. и др. // Тез. докл. 1-го Всесоюз. совещания по макрокопической кинетике и хим. газодинамике.— Черноголовка, 1984.— Т. 1, ч. 2.
9. Бенар Ж. Окисление металлов.— М.: Metallurgy, 1968.— Т. 1.
10. Несговоров Л. Я., Прозоров Ю. А., Холин В. Г. // Изв. АН ЛатвССР. Серия физ. и техн. наук.— 1968.— С. 95—100.

г. Ленинград

Поступила в редакцию 27/VII 1990

УДК 621.373.826 : 535.21

Е. И. Александров, О. Б. Сидонский, В. П. Ципилев

ВЛИЯНИЕ ВЫГОРАНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ПОГЛОЩАЮЩИХ ВКЛЮЧЕНИЙ НА ПРОЦЕСС ЛАЗЕРНОГО ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЫ

Дано численное решение задачи о зажигании конденсированной прозрачной среды импульсным световым потоком, разогревающим поглощающее инертное включение. Показано, что как только лимитирующим условием зажигания становится запас энергии в очаге — необходим учет выгорания. Требуемый для зажигания запас энергии в очаге, даже при стремлении размеров зоны и времени энерговода к нулю, должен быть конечен.

Если обратиться к причинам катастрофических эффектов, наблюдающихся в прозрачных средах под действием интенсивных лазерных импульсов, то следует выделить круг явлений, связанных с разогревом поглощающих неоднородностей, поскольку именно это обстоятельство, как правило, ограничивает в реальных условиях оптическую прочность вещества. При этом конкретный механизм развития неустойчивости в окрестности поглощающей неоднородности и, следовательно, порог прочности, должны зависеть не только от характеристик последней, но и параметров лазерного импульса и свойств среды. В частности, если среда способна к экзотермическим превращениям, возникший температурный очаг в ее объеме способен трансформироваться в очаг химического разложения с последующим развитием, при наличии необходимых условий — в очаг горения [1].

Подобная возможность впервые продемонстрирована в работе [2] на примере инициирования азид свинца импульсами излучения неодимового и рубинового лазеров соответствием между запасом тепла, требуемым для зажигания инертным включением, и аккумулируемым на нем при облучении импульсом с критической плотностью энергии. В [3] попытались учесть темп энерговода в приближении аррениусовской кинетики реакции экзотермического разложения нулевого порядка в матрице вещества, окружающей инертную поглощающую неоднородность. Однако следует иметь в виду, что это приближение накладывает существенные ограничения на температуру очага разогрева, поскольку при высоких температурах вещество начинает разлагаться в режиме сжигания, т. е. наблюдается вырождение процесса и становится необходимым учет выгорания [4]. Для азид свинца (характерные размеры неоднородностей $R \leq 10^{-5}$ см [5]), это может иметь место при длительностях лазерных импульсов $t_0 \leq 10^{-7}$ с, на что указывает и сравнение экспериментальных данных с расчетом [3].

В предлагаемой работе предпринята попытка выявить влияние выгорания на процесс иницирования прозрачной конденсированной среды, способной к экзотермическим превращениям в κ -фазе. Иницирование обусловлено температурным всплеском, локализованным на инертной неоднородности в результате воздействия лазерного импульса. Использовались следующие основные допущения: обмен энергией между электронами и решеткой мгновенный, т. е. при любых условиях воздействия система полностью термализована; поглощающая неоднородность изолирована в бесконечном объеме матрицы; фазовые переходы отсутствуют; теплообмен между неоднородностью и матрицей обеспечивается только за счет теплопроводности; реакция разложения первого порядка с зависимостью Аррениуса скорости от температуры. Все оптические, теплофизические и термокинетические характеристики вещества и поглощающей неоднородности не зависят от температуры.

При выполнении указанных требований исходную систему уравнений запишем так:

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) + \frac{3}{4R} k(R) F q f(t), \quad (1)$$

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) + Q \rho_2 \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = Z_0 (1 - \eta) \exp \left(-\frac{E_0}{k_0 T_2} \right). \quad (3)$$

Граничные и начальные условия:

$$T_1(r, 0) = T_2(r, 0) = T_n, \quad T_1(R, t) = T_2(R, t) = T_s(t), \\ \frac{\partial [T_1(0, t) = T_0(t)]}{\partial r} = \frac{\partial T_2(\infty, t)}{\partial r} = 0, \quad \frac{\lambda_1 \partial T_1(R, t)}{\lambda_2 \partial r} = \frac{\partial T_2(R, t)}{\partial r}.$$

Здесь индекс 1 относится к неоднородности, 2 — к матрице; $T(r, t)$ — температура; t и r — текущее время и радиус; c , ρ и λ — теплоемкость, плотность и теплопроводность; Q , Z_0 , E_0 — тепловой эффект, предэкспонент и энергия активации реакции; R_0 — универсальная газовая постоянная; $qf(t)$ — световой поток на поверхности вещества с амплитудой q ; $k(R) = \sigma(R, \lambda_r, n) / \pi R^2$ — относительное сечение поглощения неоднородности на длине волны лазерной генерации λ_r в среде с показателем преломления n ; η — доля выгоревшего вещества; $F = J(x, y, z) / J_0$ — фактор освещенности [3]; $J(x, y, z)$ — распределение пространственной освещенности в объеме среды; J_0 — освещенность, задаваемая падающим потоком.

Из-за нестационарности нагрева включения и наличия выгорания введение безразмерных переменных в системе (1)–(3) не дает особых преимуществ в представлении результатов счета. Поэтому задача решалась в размерных переменных для случая азид свинца ($Q = 1,66$ кДж/г; $Z_0 = 10^{13}$ с $^{-1}$, $E_0 = 152$ кДж/моль [6–8]), зажигаемого свинцовыми включениями при $R = 10^{-7} \div 10^{-4}$ см, $c_1 \rho_1 = 1,43$ Дж/см 3 , которые неизбежно присутствуют в азидной матрице как продукт ее частичного разложения [9], п

$$f(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } t \leq t_0, \\ 0 & \text{при } t \geq t_0, \end{cases}$$

где $t_0 = 10^{-12}$ с $\div 10^{-7}$ с, что позволило в дальнейшем сопоставить полученные данные с экспериментом и с результатами счета без учета выгорания [3].

Использовалась неявная разностная схема решения методом лимитант [10, 11] с редукцией, возникающей на каждом шаге по времени бесконечной системы линейных уравнений с трехдиагональной матрицей коэффициентов. Задаваемая заранее погрешность редукции позволяла адаптировать границу счета к процессу распространения тепла в соответствии с требуемой точностью расчетов. Решение представлялось в виде нестационарных полей температур, по которым определялись основ-

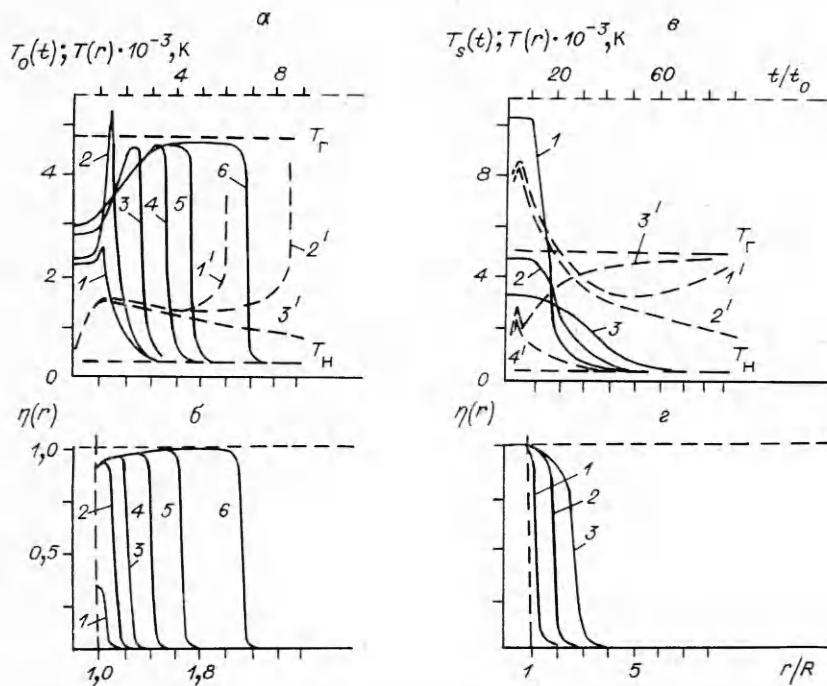


Рис. 1. Динамика процесса разогрева поглощающих включений различных размеров и пространственно-временное распределение температуры T и глубины превращения η ($T_0(t)$ и $T_s(t)$ — температура в центре и на поверхности включения (штриховые линии), $T(r)$ и $\eta(r)$ — распределение температуры и глубины превращения вещества в окрестности включения в различные моменты времени (сплошные линии)).

а, б — $R = 10^{-4}$ см, $t_0 = 3 \cdot 10^{-8}$ с, $q(1') > q(2') > q_{кр} > q(3')$ — без учета выгорания [3]; $R = 10^{-5}$ см, $t_0 = 10^{-9}$ с, $q > q_{кр}$, $t/t_0 = 1,0$ (1), 1,32 (2), 1,52 (3), 1,8 (4), 2,2 (5), 3,0 (6); в, г — $R = 10^{-6}$ см, $t_0 = 10^{-11}$ с, $q > q_{кр}$ (1'); $q < q_{кр}$ (2'), $t/t_0 = 1,0$ (1), 20,0 (2), 100,0 (3) — режим сжигания; $R = 10^{-5}$ см, $t_0 = 10^{-9}$ с, $q > q_{кр}$ (3'), $q < q_{кр}$ (4').

ные характеристики зажигания. Зависимость численного решения от параметров разностной сетки исследовалась путем экстраполяции на нулевой шаг.

Некоторые результаты, иллюстрирующие наиболее характерные детали процесса, приведены на рис. 1. Расчеты показывают возможность развития термохимической неустойчивости в окрестности включений при аккумуляции ими достаточного запаса тепла — в противоположном случае тепловой очаг рассасывается (см. рис. 1, в) даже при достижении в результате лазерного разогрева температур, многократно превышающих адиабатическую температуру горения $T_r = Q/c_2 \approx 4700$ К. Поэтому в качестве основных критериев зажигания вещества в различных ситуациях, в основном определявшихся размером включения, принимались или условия установления стационарного фронта горения (рис. 2, 2) со скоростью, близкой к адиабатической [12]:

$$u_0^2 = i, i \frac{\lambda_2}{Q\rho_2} \frac{R_0 T_r}{E_0} \bar{Z}_0 \exp\left(-\frac{E_0}{R_0 T_r}\right),$$

или резкое повышение температуры в окрестности включения после окончания внешнего воздействия (см. рис. 1, а, в), или для самых малых размеров включений, когда применение указанных критериев из-за сильного вырождения становится практически невозможным, — монотонное возрастание скорости разложения вещества в границах очага (см. рис. 2, 2').

На рис. 3 штриховыми линиями представлены расчетные зависимости критических величин $S = k(R)Fqt_0$, имеющих физический смысл по-

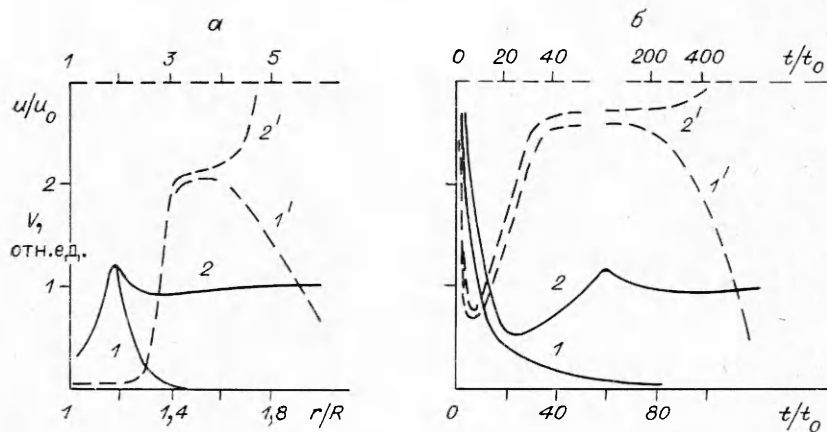


Рис. 2. К определению критерия зажигания (сплошные линии — скорость фронта превращения вещества $u(r)$, штриховые — скорость изменения теплосодержания $V(t)$ в окрестности очага).

1, 1' — $q < q_{кр}$; 2, 2' — $q > q_{кр}$; R , см: а — 10^{-5} , б — 10^{-6} (1, 2), 10^{-7} (1', 2'), t_0 , с: а — 10^{-9} (1, 2), 10^{-10} (1', 2'), б — 10^{-11} (1, 2), 10^{-12} (1', 2').

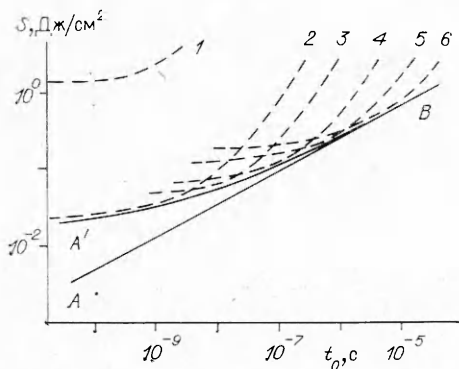


Рис. 3. К расчету порога зажигания. $A'B$ — расчетная зависимость порога при наличии широкого спектра включений по размерам; AB — то же без учета выгорания; $R = 10^{-7}$ см (1), 10^{-6} (2), $3 \cdot 10^{-6}$ (3), $1,5 \cdot 10^{-5}$ (4), $5 \cdot 10^{-5}$ (5) и 10^{-4} (6).

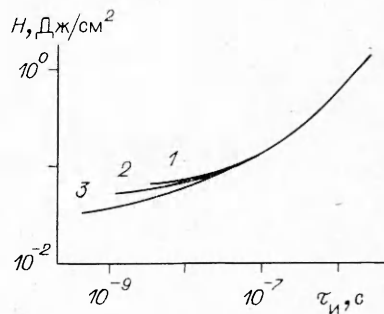


Рис. 4. Зависимость порога зажигания от длительности воздействия.

1 — экспериментальная зависимость; 2 — расчет для $R = 1,5 \cdot 10^{-5}$ см; 3 — расчет с учетом вклада частиц с $R \leq 1,5 \cdot 10^{-5}$ см; $\sigma(R) = \text{const}$.

глощенной включением световой энергии за время действия импульса излучения t_0 , отнесенной к площади ее геометрического сечения, от t_0 для различных радиусов включений. Согласно определению, эта величина прямо пропорциональна критической плотности энергии возбуждения ($q_{кр} t_0$), т. е. порогу инициирования $W(R, t_0)$. Поскольку F — функция только координат поглощающей неоднородности, можно записать $W(R, t_0) = S/k(R)$.

Очевидно, что порог зажигания $W(R, t_0)$ при наличии широкого спектра размеров включений $[R]$ для каждого конкретного значения t_0 будет определяться как $W_0(t_0) = \min W([R], t_0)$, и зависимость $S = \min S([R], t_0)$ должна представлять собой границу, отделяющую область инициирования для данного множества $[R]$ в плоскости $[S, t_0]$. Для $0 \leq R \leq \infty$ эта граница представлена на рис. 3, $A'B$. Для сравнения приведена также соответствующая граница AB для реакции нулевого порядка [3]. Проверка данных [3], полученных по явной разностной схеме расчета, показала, что разница значений между решениями по явной и неявной схемам при использованном шаге в худшем случае не превышала 5%.

Приближение [3] (см. рис. 3, *AB*) описывается формулой $S = \text{const} \cdot t_0^m$ (где $m \sim 2/5$) и при $t \rightarrow 0$ приводит к физически неприемлемому результату $S \rightarrow 0$. Учет выгорания приближает расчет к реальной картине при $t \rightarrow 0$ $S \rightarrow S_{\min} \neq 0$, что позволяет утверждать: для множества $0 \leq R \leq \infty$ при $t \rightarrow 0$ существует минимальный размер R_{\min} , для которого всегда $S(R_1) > S(R_2)$ при $R_1 < R_2 < R_{\min}$ для любых t_0 , или, учитывая, что для малых R поглощение становится объемным даже для металлических частиц (при $\tilde{R} \ll \lambda_r$), существует область значений R'_{\min} , в которой $R_1 W(R_1) \geq R_2 W(R_2)$ при $R_1 < R_2 < R'_{\min}$. Полученные данные показывают, что при $t \rightarrow 0$ требуемый для зажигания запас энергии $w \rightarrow w_{\min} \neq 0$, и при $R \leq 10^{-6}$ см применима оценка $R^2 S = \text{const}$.

На рис. 4, *I* приведены экспериментально измеренные пороги иницирования прессованного азида свинца [3] и расчетные величины $W_0(t_0)$, полученные из данных рис. 3, *A'B* для множества $[R \leq R = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}]$ при $k(R)F = 13,7$ [3] и $k(R) = \text{const}$.

Значение $F \gg 1$ (поскольку $k(R) \leq 1$) обусловлено повышением освещенности в объеме прессованного порошка азид свинца в результате многократного рассеивания (до $16n^3/(n+1)^2$ раз) [13] и локальным перераспределением света в реализующейся в объеме спекл-структуре [5]. Поскольку $\max R = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ см} \ll \lambda_r$, необходимо принять во внимание объемный характер поглощения световой энергии, т. е. $k(R) \sim R$ во всем диапазоне $R \leq 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, тогда зависимость порога иницирования от длительности воздействия фактически определяется функцией

$$W_0(t_0) = \min W([R], t_0) = W([R_{\min} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}], t_0).$$

Нетрудно видеть хорошее соответствие эксперимента и результатов расчета по использованной модели. Поэтому, несмотря на то, что реальная картина значительно сложнее (фазовые переходы, газодинамика, потери на излучение, зависимость физических параметров вещества и термодинамических констант от температуры и глубины выгорания и т. д.), использованное приближение можно считать достаточным для описания основных закономерностей процесса.

Определенный интерес представляет анализ температурных полей в окрестности разогреваемых включений. Во-первых, обращает на себя внимание тот факт, что как только лимитирующим условием развития процесса взрывчатого разложения становится запас тепла в очаге разогрева, а не запас температуры, появляется необходимость учета выгорания. На рис. 1, *a-g* можно наблюдать переход от режима зажигания (с наличием явно выраженного индукционного периода, начальным спадом температуры очага и дальнейшим ее возрастанием и пренебрежимо малым выгоранием до момента вспышки, что позволяет использовать приближение реакции нулевого порядка) к режиму сжигания, характеризующему, прежде всего, глубоким выгоранием вещества в окрестности включения уже на начальных стадиях разогрева даже при затухании процесса. Но при этом характерные размеры области энерговыделения и время энерговода должны быть значительно меньше некоторых определенных значений R_x и t_x , связанных между собой, как следует из сути задачи, простым соотношением $R_x \sim \sqrt{\lambda_2/c_2\rho_2} \cdot t_x$. Если $R \geq R_x$ или $t_0 \geq t_x$, выгоранием с высокой степенью точности можно пренебречь.

В заключение отметим, что решенная в данной работе система уравнений (1)–(3) носит общий характер, поскольку в экспоненциальный член, вводящий положительную обратную связь по температуре в уравнение (2), может быть вложен иной физический смысл, например, приток энергии из-за увеличения поглощения прозрачным диэлектриком с ростом температуры в поле интенсивного излучения. Развитие неустойчивости до момента окончания воздействия качественно будет во многом повторять случай активации экзотермического разложения. Но это требует определенного анализа. Здесь только обратим внимание, что даже при экспоненциальном (очень сильном) характере развития локальной

неустойчивости требуется конечное количество энергии при любой ее концентрации для образования очага разрушения.

Последнее условие представляется достаточно общим для любого вида катастрофических явлений в окрестности поглощающих неоднородностей и естественным образом объясняет чрезвычайно эффективное действие очистки на порог разрушения оптических материалов короткими импульсами. В самом деле, если для образования очага разрушения независимо от размера зоны энерговода требуется некоторая минимальная энергия, то при объемном поглощении света неоднородностью порог разрушения пропорционален R^{-3} , а в процессе очистки происходит обрезание спектра включений по верхнему размеру. И чтобы увеличить оптическую прочность материала на порядок, достаточно снизить R_{\max} всего в 2 раза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баум Ф. А. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
2. Александров Е. И., Вознюк А. Г. Иницирование азидов свинца лазерным излучением // ФГВ.— 1978.— 14, № 4.— С. 86.
3. Александров Е. И., Ципилев В. П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азидов свинца к действию лазерного излучения // ФГВ.— 1984.— 20, № 6.— С. 104.
4. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Изд-во АН СССР, 1967.
5. Александров Е. И., Ципилев В. П. Влияние модовой структуры лазерного излучения на устойчивость азидов свинца // ФГВ.— 1983.— 19, № 4.— С. 143.
6. Боуден Ф., Иоффе А. Быстрые реакции в твердых веществах.— М.: ИЛ, 1962.
7. Weir C. E., Block S., Piermarini C. J. Compressibility of inorganic azides // J. Chem. Phys.— 1970.— 53, N 11.— P. 4265.
8. Phung P. V. Initiation of explosives by high-energy electrons // J. Chem. Phys.— 1970.— 53, N 7.— P. 2906.
9. Янг Д. Кинетика разложения твердых веществ.— М.: Мир, 1969.
10. Сидонский О. Б. Вычисление функции Бесселя по рекуррентному соотношению методом прогонки // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1967.— Вып. 3, № 13.— С. 3.
11. Сидонский О. Б. О численном решении бесконечных систем с трехдиагональной матрицей // ЧММСС.— 1973.— 4, № 1.— С. 112.
12. Мержанов А. Г. Тепловые волны в химии // Теплообмен в процессах горения.— Черноголовка, 1980.— С. 36.
13. Александров Е. И., Ципилев В. П. Особенности светового режима в объеме полубесконечного слоя ДРС при освещении направленным пучком конечной апертуры // Изв. вузов. Физика.— 1988.— № 10.— С. 23.

г. Томск

Поступила в редакцию 13/III 1990,
после доработки — 20/VII 1990

УДК 536.46

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин

К ТЕОРИИ ПАРОФАЗИОГО ГОРЕНИЯ ЖИДКИХ СМЕСЕЙ

На основе квазиодномерного подхода развита теория свободноконвективного горения жидкой смеси со свободной поверхностью в атмосфере газообразного окислителя. Получены расчетные соотношения, определяющие поля тепловых и диффузионных величин, а также значения основных характеристик процесса (скорости горения, температуры пламени и жидкости на границе раздела фаз, высоты факела и др.). Исследованы сопутствующие горению диффузионные явления в жидкости, а также влияние ее начального состава на процесс горения. Теоретически обоснована необходимость циркуляционной конвекции в жидкой фазе.

Существующие в настоящее время методы расчета процессов горения жидкостей основываются на допущении о том, что реагирующие жидкости состоят либо из одного компонента, либо из нескольких с близкими значениями физико-химических характеристик. В последнем случае многокомпонентные жидкости рассматриваются как единое целое