

УДК 541.126

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ИСПАРЕНИЕМ И САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕМ КАПЛИ*

© 2009 г. С. М. Фролов, В. Я. Басевич, Ф. С. Фролов, А. А. Борисов,
В. А. Сметанюк, К. А. Авдеев¹, А. Н. Гоц²

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук, Москва

¹*Тулский государственный университет*

²*Владимирский государственный университет*

E-mail: smfrol@chph.ras.ru

Поступила в редакцию 19.08.2008

проведен параметрический анализ численных решений задач об испарении и самовоспламенении, капля жидких углеводородов и предложен новый критерий, определяющий условия, при которых происходит самовоспламенение капли. в соответствии с этим критерием воспламенение наступает, когда на заданном приведенном расстоянии от поверхности капли достигаются заданная приведенная температура газа и заданный коэффициент избытка горючего. предложена новая модель прогрева и испарения капля в плотных газовзвесах. модель проверена на многомерных расчетах самовоспламенения и горения капельных облаков. расчеты показали, что модель правильно описывает феноменологию очагового возникновения и анизотропного распространения волн самовоспламенения в капельных газовзвесах.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время при моделировании самовоспламенения капля в различных энергопреобразующих устройствах, работающих на жидком топливе, а также в волнах гетерогенной детонации, как правило, используются эвристические критериальные соотношения, не учитывающие сложное тепловое, динамическое и химическое взаимодействие фаз в плотных струях и газовзвесах. Однако эти факторы могут существенно повлиять на время и место самовоспламенения, а также на объем смеси, охваченной вспышкой самовоспламенения. Поскольку самовоспламенение – один из ключевых процессов, определяющих конструктивные особенности, габариты и режимные параметры современных дизелей, горелок и камер сгорания летательных аппаратов, необходимы адекватные физико-математические модели этого явления, применимые в многомерных газодинамических расчетах.

Классическая модель самовоспламенения капли горючего основана на стационарном приближении Семенова–Франк–Каменецкого [1, 2]. Одна из первых моделей с бесконечно быстрой химической реакцией предложена Варшавским [3]. В [4, 5] подобная модель расширена на случай конечной скорости химической реакции. В дальнейшем эта задача анализировалась в [6–9]. Как и в стационарной теории теплового взрыва, условия

самовоспламенения капли отождествляют с условиями, при которых исчезает стационарное решение задачи об испарении капли, сопровождающемся газофазными химическими реакциями между окислителем и парообразным горючим. Физический смысл отсутствия стационарного решения заключается в том, что процессы теплопроводности в газовой фазе не могут уравновешивать тепловыделение за счет химических превращений.

Нестационарная теория самовоспламенения капли развита в работах Мержанова с сотр. [10, 11]. Применение нестационарной теории, в частности, показало, что самовоспламенение начинается с образования слабовыраженного максимума в пространственном распределении температуры на достаточно большом удалении от поверхности капли, которое затем быстро трансформируется в профиль, характерный для пламени, окружающего каплю.

Простые модели горения капля (см., например, [2, 3, 12–14]) позволяют оценить время жизни капли, температуру пламени, расстояние от поверхности капли до фронта пламени и некоторые другие параметры. однако применительно к задаче о самовоспламенении капли простые модели малоэффективны. для решения такой задачи требуются данные о динамике физико-химических процессов внутри и в окрестности капли. поэтому постановка задачи должна быть основана на нестационарных уравнениях в частных производных, описывающих распределения термодинамических параметров, концентраций компонентов и скорости как внутри капли, так и в ее окрестности.

*Статьи, отмеченные звездочкой, были представлены на XXXII Академических чтениях по космонавтике. Москва, январь, 2008 г.

Перечислим важнейшие результаты решения такой задачи, полученные в работах [15–20]. В этих работах исследовались качественные и количественные особенности самовоспламенения капель парафиновых углеводородных топлив. Оказалось, что самовоспламенение капель, вообще говоря, происходит так же, как и в гомогенной смеси, в две стадии: сначала появляется холодное пламя, а затем происходит горячий взрыв. В некоторых случаях удается идентифицировать и стадию голубого пламени.

В соответствии с [19, 20] мелкие капли до самовоспламенения успевают испариться, и процесс холоднопламенного окисления происходит в относительно большом газовом объеме с почти однородными температурным и концентрационными полями. Поэтому стадия холодного пламени легко идентифицируется по кинетическим кривым для осредненных параметров газа. В этом случае условия протекания холоднопламенного окисления близки к условиям в гомогенной смеси, при которых холодные пламена неоднократно наблюдались в экспериментах.

Крупные капли не успевают испариться до самовоспламенения паров. В полном соответствии с классической теорией самовоспламенения происходит локально, на некотором расстоянии от поверхности капли – в области, где имеются существенные неоднородности температурного и концентрационных полей. При самовоспламенении сначала наблюдается локальное накопление алкилгидроперекиси с последующим ее распадом, приводящим к возникновению холодного пламени – локальному повышению концентрации гидроксидов. За стадией холодного пламени с некоторой задержкой следует стадия горячего взрыва – тоже локального. Вследствие локального характера самовоспламенения стадию холодного пламени трудно идентифицировать по кинетическим кривым для осредненных параметров газа.

Результаты численного расчета с учетом детальной или упрощенной кинетики химического превращения, как правило, хорошо согласуются с экспериментально измеренными задержками самовоспламенения капель. Что касается экспериментальных работ по испарению и самовоспламенению капель углеводородных горючих, их количество очень велико. Особенно много публикаций на эту тему можно найти в трудах ежегодного конгресса Общества инженеров-автостроителей (SAE). Отметим здесь лишь несколько работ европейских и японских исследователей [21–24], выполненных в условиях, моделирующих условия “микрोगравитации”, а также работу [25], в которой измерялись задержки самовоспламенения моторных топлив с разным цетановым числом, и недавнюю работу [26], в которой измерены задержки самовоспламенения *n*-декана и *n*-тетрадекана в условиях реального

дизеля. Результаты упомянутых экспериментальных работ будут использованы ниже для сравнения расчетов с опытными данными.

На практике, например в жидких топливных струях и капельных газовзвесах, часто используемое приближение одиночной капли может нарушаться. В относительно плотных капельных газовзвесах прогрев, испарение и самовоспламенение отдельной капли происходят под влиянием других капель. Параметры газа вокруг каждой отдельной капли уже нельзя считать постоянными: температура и состав газа будут зависеть от расстояния между частицами и от свойств жидкости и газа и будут изменяться во времени. В этих условиях задача о прогреве и испарении капли, а также о ее самовоспламенении становится значительно сложнее. Указанные эффекты называют коллективными.

При моделировании испарения и горения капель с учетом коллективных эффектов используют несколько подходов: рассматривают две или несколько капель [27, 28], регулярную последовательность капель [29, 30], группу беспорядочно расположенных капель [31, 32] или капельную газовзвесь [33]. Достоинства и недостатки этих подходов подробно проанализированы в обзорах [34–39]. Наиболее детальное описание полей термодинамических параметров и скорости в пространстве между каплями получено при рассмотрении двух взаимодействующих капель или регулярной (например, линейной) последовательности капель [40]. “Групповые” теории и модели газовзвеси, как правило, не учитывают нестационарный характер тепло- и массообменных процессов в капле и ее окрестности, а также зависимость этих процессов от расстояния между каплями.

Цель данной работы – создание и тестирование физико-математической модели самовоспламенения капель жидких углеводородов, учитывающей нестационарные и коллективные эффекты при межфазном взаимодействии, для использования ее в многомерных численных расчетах многофазных реагирующих течений.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ДЛЯ КАПЛИ В ГАЗОВЗВЕСИ

Рассмотрим однородную монодисперсную газовзвесь капель однокомпонентной жидкости [41, 42]. В такой газовзвеси все капли имеют одинаковый размер и находятся на одинаковом расстоянии друг от друга. На рис. 1 черными кружками схематически показаны капли одинакового размера, равномерно распределенные на плоскости. Окружности вокруг капель характеризуют глубину проникновения диффузионных потоков, т.е. условную границу, внутри которой концентрация пара жидкости и температура отличаются от па-

раметров невозмущенного газа. До тех пор, пока окружности не сомкнутся, параметры невозмущенного газа стационарны. Когда диффузионные потоки от разных капель встречаются, все параметры газа в пространстве между каплями начинают изменяться во времени: начинают проявляться коллективные эффекты.

Ввиду симметрии задачи можно выделить элементарную ячейку (показана штриховой линией на рис. 1), через поверхность которой нет потоков энергии и вещества. Характерный размер ячейки R_c равен половине расстояния между каплями. На плоскости эта ячейка имеет форму правильного шестиугольника, а в пространстве – правильного многогранника с 20 гранями в виде равносторонних треугольников с длиной стороны, равной R_c [41, 42].

Таким образом, для учета коллективных эффектов необходимо, вообще говоря, решать нестационарную трехмерную задачу с “внешними” граничными условиями нулевых потоков вещества и энергии через грани такой элементарной ячейки. Объем V_c и площадь поверхности S_c такой ячейки равны

$$V_c = \frac{5\sqrt{2}}{3}R_c^3, \quad S_c = 5\sqrt{3}R_c^2.$$

В [41, 42] решили такую задачу и показали, что поле течения в расчетной области очень близко к одномерному сферически-симметричному полю. В связи с этим вместо решения трехмерной задачи в [41, 42] предложено решать сферически-симметричную задачу с граничными условиями нулевых потоков вещества и энергии через поверхность сферы, которая моделирует элементарную ячейку-многогранник.

Ячейку-многогранник в [41, 42] заменили сферической элементарной ячейкой, имеющей радиус R_e , объем $V_e = (4/3)\pi R_e^3$ и площадь поверхности $S_e = 4\pi R_e^2$. Из условия равенства объемов сферы и многогранника ($V_e = V_c$) следует, что радиус сферы

$$R_e = \left(\frac{5\sqrt{2}}{4\pi}\right)^{1/3} R_c \approx 0.826 R_c.$$

При этом площади поверхности многогранника и сферы отличаются на 1%, т.е. $S_e/S_c \approx 0.99$.

В [41–44] описана постановка одномерной сферически-симметричной задачи. Модель основана на нестационарных дифференциальных уравнениях сохранения вещества и энергии в жидкой и газовой фазах при переменных физических свойствах. В постановке задачи использована концепция многокомпонентной диффузии в смеси, содержащей пары горючего, кислород, азот и продукты горения, и учтено влияние силы поверхностного натяжения жидкости. Модель по-

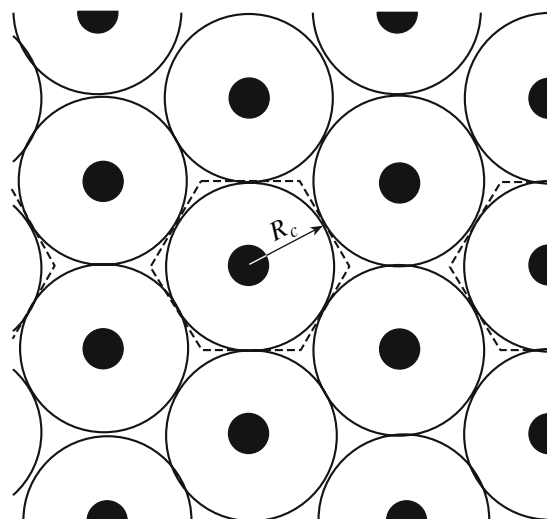


Рис. 1. К определению элементарной расчетной ячейки в однородной монодисперсной капельной газозвесе [19, 20]. Черные кружки соответствуют каплям. Окружности вокруг капель характеризуют глубину проникновения диффузионных потоков. Штриховая линия ограничивает элементарную ячейку, через поверхность которой нет потоков энергии и вещества; R_c – характерный размер ячейки.

строена для условий постоянного давления в системе “газ–капля”, т.е. при $p = p_0 = \text{const}$.

В начальный момент времени $t = 0$ радиус элементарной ячейки R_c находили по массовому содержанию жидкости в единице объема газозвеси, $\Lambda \ll \rho$, и начальному радиусу капли R_0 :

$$R_c \approx \left(\frac{4\pi}{5\sqrt{2}}\right)^{1/3} R_0(\rho/\Lambda)^{1/3} \approx 1.211 R_0(\rho/\Lambda)^{1/3} \quad (1)$$

или по коэффициенту избытка горючего $\Phi = \Lambda/\phi_{st}\rho_g$:

$$R_c \approx \left(\frac{4\pi}{5\sqrt{2}}\right)^{1/3} R_0(\rho/\rho_g \Phi \phi_{st})^{1/3} \approx 1.211 R_0(\rho/\rho_g \Phi \phi_{st})^{1/3}, \quad (2)$$

где ϕ_{st} – стехиометрическое соотношение топлива и воздуха. Для радиуса сферической элементарной ячейки вместо (1) и (2) получим

$$R_e \approx R_0(\rho/\Lambda)^{1/3}, \quad (3)$$

$$R_e \approx R_0(\rho/\rho_g \Phi \phi_{st})^{1/3}. \quad (4)$$

При нормальных условиях для стехиометрических воздушных смесей углеводородных топлив $\rho_g = 1.19 \text{ кг/м}^3$, $\rho = 700\text{--}800 \text{ кг/м}^3$, $\phi_{st} \approx 0.06$ и $\Phi = 1$. Следовательно, в таких смесях $\Lambda = \Lambda_{st} \approx 0.07\text{--}0.08 \text{ кг/м}^3$, $R_c/R_0 \approx 25\text{--}27$ и $R_{e, st}/R_0 \approx 21\text{--}22$, где $R_{e, st}$ – радиус сферической элементарной ячейки в стехиометрической топливно-воздушной смеси. При

Таблица 1. Механизм реакции самовоспламенения

Номер реакции	Реакция
1	$C_nH_m + (0.5n + 0.25m)O_2 \longrightarrow nCO + 0.5mH_2O$
2	$H_2 + H_2 + O_2 \longrightarrow 2H_2O$
3	$CO + CO + O_2 \longrightarrow CO_2 + CO_2$
4, -4	$CO + H_2O \longleftrightarrow CO_2 + H_2$

Таблица 2. Кинетические параметры реакций низкотемпературного самовоспламенения n-алканов

Номер реакции	A_{ij} , л, моль, с	m_{ij}	E_{ij} , ккал/моль	Примечание
1	$3.5 \cdot 10^{13}$	0	36.7	н-декан
1	$1.75 \cdot 10^{14}$	0	36.7	н-тетрадекан
2	$7.0 \cdot 10^{13}$	-0.5	21.0	
3	$8.5 \cdot 10^{12}$	-1.5	21.0	
4	$1.0 \cdot 10^{12}$	-1.0	41.5	
-4	$3.1 \cdot 10^{13}$	-1.0	49.1	

повышенных давлениях, например в конце такта сжатия в дизеле ($\rho_g \approx 30 \text{ кг/м}^3$), $R_c/R_0 \approx 9$ и $R_e/R_0 \approx 8$.

Поскольку постановка задачи предполагает постоянство давления $p = \text{const}$, параметр R_e (и R_c) зависит от времени, т.е. $R_e = R_e(t)$. Текущее значение $R_e(t)$ определяется в процессе решения задачи, позволяя границе элементарной ячейки двигаться со средней скоростью газа в точке $r = R_e$. Таким образом, условия на границе элементарной ячейки имеют вид

$$r = R_e(t): \frac{\partial T_g}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial G_j y_j}{\partial r} = 0 \quad (5)$$

$$j = 1, 2, \dots, M,$$

т.е. потоки энергии и вещества прекращаются на конечном расстоянии от капли $r = R_e$, а не при $r \rightarrow \infty$. В (5) G_j – молекулярная масса j -го компонента смеси.

Начальные условия ($t = 0$) имеют вид

$$R(0) = R_0,$$

$$r < R_0, \quad T(r, 0) = T^0;$$

$$r > R_0, \quad T_m(r, 0) = T_m^0;$$

$$r > R_0, \quad y_j(r, 0) = y_j^0, \quad j = 1, 2, \dots, M.$$

Для численного решения задачи использовали конечно-разностный метод и метод последовательных приближений, детально описанные в [41–44].

САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ КАПЕЛЬ В ГАЗОВЗВЕСИ

Если каплю горючего поместить в нагретый окислительный газ (как это происходит при подаче струи топлива в камеру сгорания дизеля), она может самовоспламениться по прошествии некоторого периода времени, называемого задержкой самовоспламенения, t_{ign} . В соответствии с теорией Семенова–Франк–Каменецкого [1, 2] самовоспламенение происходит там, где скорость энерговыделения вследствие химических превращений превышает скорость теплоотвода. Задержку самовоспламенения t_{ign} обычно определяют как время, за которое максимальная скорость роста температуры достигает некоторого наперед заданного значения, например $T'_{max} = 10^6 \text{ К/с}$ или 10^7 К/с . Как правило, такие определения приводят к достаточно близким значениям t_{ign} .

Для изучения самовоспламенения и горения газовых углеводородов широко используют детальные кинетические механизмы. Что касается капель и струй жидких углеводородов, для исследования их самовоспламенения и горения детальные кинетические механизмы применяются очень редко [18, 19]. Это связано с тем, что кинетические механизмы окисления высших углеводородов еще мало изучены, а также с тем, что при самовоспламенении и горении капель происходят сложные физические процессы. Именно по этим причинам здесь для моделирования самовоспламенения и горения капель парафиновых углеводородов использовали эмпирический механизм реакций, содержащий лишь 5 реакций с участием 6 компонентов (горючее, O_2 , CO , CO_2 , H_2 и H_2O). Этот механизм представлен в табл. 1.

Скорость химических реакций, представленных в табл. 1, рассчитывали по формуле

$$w_{ij} = K_{ij} P^{m_{ij}} \exp(-E_{ij}/RT) \prod_j n_j,$$

где K_{ij} – предэкспоненциальный множитель и E_{ij} – энергия активации. Отметим, что реакция № 1 рассматривается как бимолекулярная реакция между горючим и кислородом. В табл. 2 представлены кинетические параметры реакций №№ 1, 2, 3, 4 и -4 (обратная реакция) для н-декана и н-тетрадекана.

В работах [45–47] механизм самовоспламенения, подобный представленному в табл. 1 и 2, был проверен на задаче о самовоспламенении одиночных капель н-гептана путем сравнения расчетных и измеренных задержек самовоспламенения. Оказалось, что такой механизм в комбинации с моделью, описанной выше, достаточно хорошо прогнозирует задержки самовоспламенения капель н-гептана в условиях “микроравитации”.

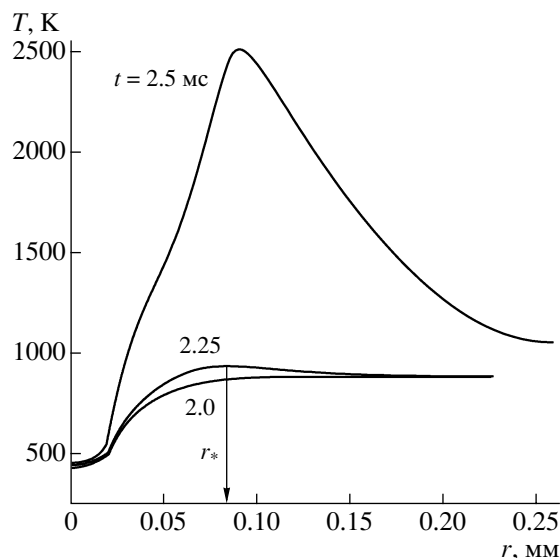


Рис. 2. Расчетные пространственные распределения температуры при самовосплавлении капли н-декана в воздухе. Начальные параметры: $D_0 = 40$ мкм, $T_0 = 300$ К, $T_{g0} = 900$ К, $p = 2$ МПа и $\Phi = 1.0$.

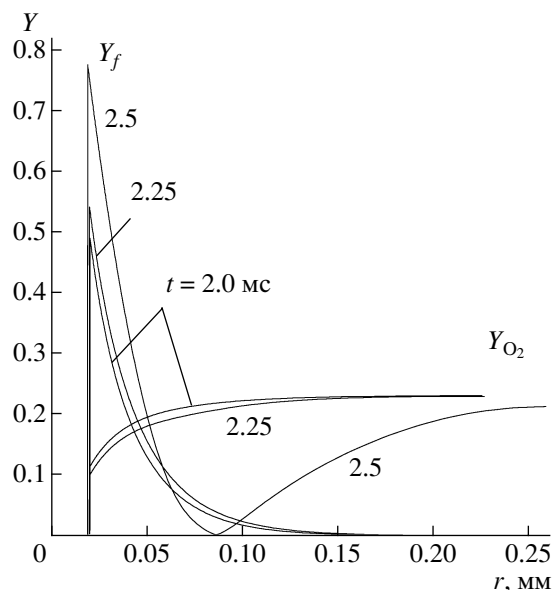


Рис. 3. Расчетные пространственные распределения массовых долей кислорода и пара горючего при самовосплавлении капли н-декана в воздухе. Начальные параметры: $D_0 = 40$ мкм, $T_0 = 300$ К, $T_{g0} = 900$ К, $p = 2$ МПа и $\Phi = 1.0$.

На рис. 2 и 3 показаны результаты расчета параметров самовосплавления капли н-декана начального диаметра 40 мкм в стехиометрической ($\Phi = 1$) капельной газозвеси при начальной температуре жидкости $T_0 = 300$ К, температуре воздуха $T_{g\infty} = 900$ К и давлении $p = 2$ МПа. Самовоспламенение пара горючего происходит на некотором расстоянии r_* от поверхности капли (рис. 2).

После самовосплавления температура в окрестности точки $r = r_*$ быстро нарастает во времени и вокруг капли образуется шаровой слой (“пламя”) конечной толщины с высокой температурой (до 2500 К). В окрестности точки максимума температуры (внутри пламени) концентрации пара горючего и кислорода стремятся к нулю (рис. 3, момент времени $t = 2.5$ мс). После возникновения пламени вокруг капли массовая доля пара на поверхности частицы увеличивается приблизительно от $y_{vi} = 0.55$ до $y_{vi} = 0.78$.

На рис. 4 проведено сравнение расчетных задержек самовосплавления для капель н-тетрадекана начальным диаметром 20 мкм (штриховая кривая) и измеренных в [25] задержек самовосплавления моторных топлив с разным цетановым числом (сплошные кривые) в условиях, близких к тем, которые реализуются в дизеле (давление $p = 2.5$ МПа, температура воздуха $T_{g\infty} = 570$ – 800 К. Видно, что используемая модель достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными [25]).

На рис. 5 проведено сравнение расчетных задержек самовосплавления капель н-декана и н-

тетрадекана разного начального диаметра с задержками воспламенения, измеренными в реальном дизеле [26] (горизонтальная линия). Расчеты проведены для типичных условий в дизеле ($T_{g0} = 800$ К, $p = 4$ МПа и $\Phi = 1.0$). Из рис. 5 следует, что расчетные задержки самовосплавления до-

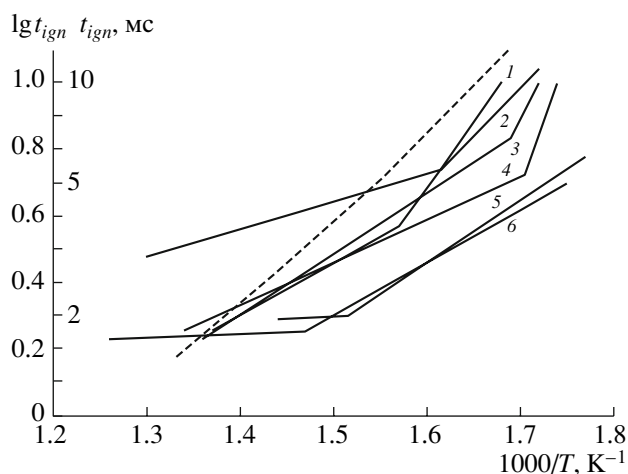


Рис. 4. Сравнение зависимостей расчетных и измеренных [25] задержек самовосплавления капель от температуры для разных топлив при давлении 2.5 МПа. Штриховая кривая – капли н-тетрадекана начального диаметра $D_0 = 20$ мкм; сплошные кривые – моторные топлива с разным цетановым числом (ЦЧ) при использовании двух разных форсунок (№ 1 и № 2): ЦЧ/форсунка: 1 – 49/1, 2 – 50/1, 3 – 49/2, 4 – 50/2, 5 – 70/2, 6 – 62/2.

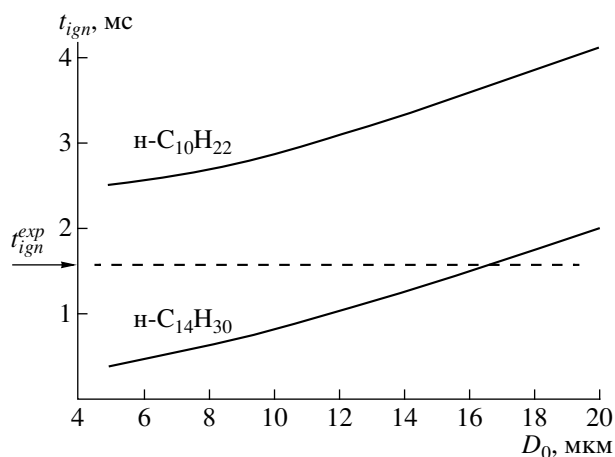


Рис. 5. Сравнение расчетных задержек самовоспламенения с измеренными в реальном дизеле. Расчеты выполнены для стехиометрических ($\Phi = 1.0$) газовзвесей каплей n -декана (верхняя кривая) и n -тетрадекана (нижняя кривая) разного начального диаметра при температуре и давлении воздуха 800 К и 4 МПа соответственно. Горизонтальная линия $t_{ign}^{exp} = \text{const}$ соответствует измеренной задержке самовоспламенения дизельного топлива в двигателе [26].

статочны близки к измеренным, особенно если учесть, что в реальных струях имеется распределение каплей по размерам, а реальное дизельное горючее представляет собой смесь углеводородов со средним числом атомов углерода, равным от 13 до 14. Более того, в двигателе самовоспламенение происходит при переменных давлении и температуре.

ГОРЕНИЕ КАПЕЛЬ В ГАЗОВЗВЕСИ

После появления вокруг капли высокотемпературного пламени начинается стадия ее горения. Горение капли, как и испарение, зависит от плотности газовзвеси и отличается от горения одиночной капли в безграничной атмосфере. Этот факт иллюстрируют рис. 6 и 7, соответствующие однородным капельным газовзвесям, обогащенным (рис. 6) и обедненным (рис. 7) горючим.

На рис. 6 показаны расчетные пространственные распределения температуры (рис. 6а), а также массовых долей горючего (рис. 6б), кислорода (рис. 6в), CO_2 (рис. 6г) и CO (рис. 6д) в разные моменты времени при самовоспламенении и последующем горении капли n -декана начального диаметра 100 мкм в однородной капельной газовзвеси, обогащенной горючим ($\Phi = 2$), при давлении 2 МПа и температуре воздуха 800 К. Предполагалось, что в момент времени $t = 0$ капли мгновенно помещались в горячий воздух. Пламя, возникающее после самовоспламенения капли (приблизительно при $t = 27$ мс), затем распространяется в

сторону от ее поверхности со средней видимой скоростью на уровне 8–10 см/с, потребляя весь кислород, имеющийся в элементарной сфере, за время $t \approx 33$ мс. После этого пламя гаснет, а капля продолжает испаряться. В момент окончания горения элементарная сфера заполнена парами непрореагировавшего горючего, CO_2 , H_2O , H_2 и CO . Понимание того, как горят капли в плотной газовой среде, очень важно для разработки простых моделей горения, предназначенных для использования в многомерных газодинамических расчетах.

На рис. 7 показаны расчетные пространственные распределения температуры (рис. 7а), а также массовых долей горючего (рис. 7б), кислорода (рис. 7в), CO_2 (рис. 7г) и CO (рис. 7д) в разные моменты времени при самовоспламенении и последующем горении капли n -декана начального диаметра 40 мкм в однородной капельной газовзвеси, обедненной горючим ($\Phi = 0.1$), при давлении 2 МПа и температуре воздуха 800 К. В этом случае пламя, возникающее после самовоспламенения капли (приблизительно при $t = 6.75$ мс), распространяется в сторону поверхности капли (“схлопывается”) со средней видимой скоростью около 6 см/с и потребляет практически все испаренное горючее в элементарной сфере до момента времени $t \approx 7.6$ мс. Горение капли в газовзвеси, очень обедненной горючим, напоминает горение одиночной капли в безграничной атмосфере.

КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ИСПАРЕНИЕМ И САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕМ КАПЕЛЬ В ГАЗОВЗВЕСИ

С помощью полной модели испарения, самовоспламенения и горения капли, описанной выше, проведены две серии расчетов: 1) расчеты самовоспламенения и горения каплей и 2) расчеты испарения каплей (с нулевыми членами для химических источников в уравнениях энергии для газовой фазы и уравнениях диффузии для компонентов газовой смеси). Около 200 расчетов проведено в широком диапазоне начальных диаметров частиц ($D_0 = 20\text{--}150$ мкм), коэффициентов избытка горючего в газовзвеси ($\Phi = 0.1\text{--}2.0$), давлений ($p = 2\text{--}8$ МПа) и температур воздуха ($T_{g0} = 800\text{--}900$ К) для двух индивидуальных углеводородов: n -декана и n -тетрадекана. Предполагалось, что с помощью характеристик, полученных для этих углеводородов, можно моделировать процесс воспламенения дизельного топлива.

В расчетах самовоспламенения каплей целенаправленно следили за пространственным распределением температуры в окрестности частицы 1) непосредственно перед самовоспламенением, 2) в момент самовоспламенения и 3) сразу по завершении локального самовоспламенения с образованием пламени, как показано на рис. 2. На рис. 2 пер-

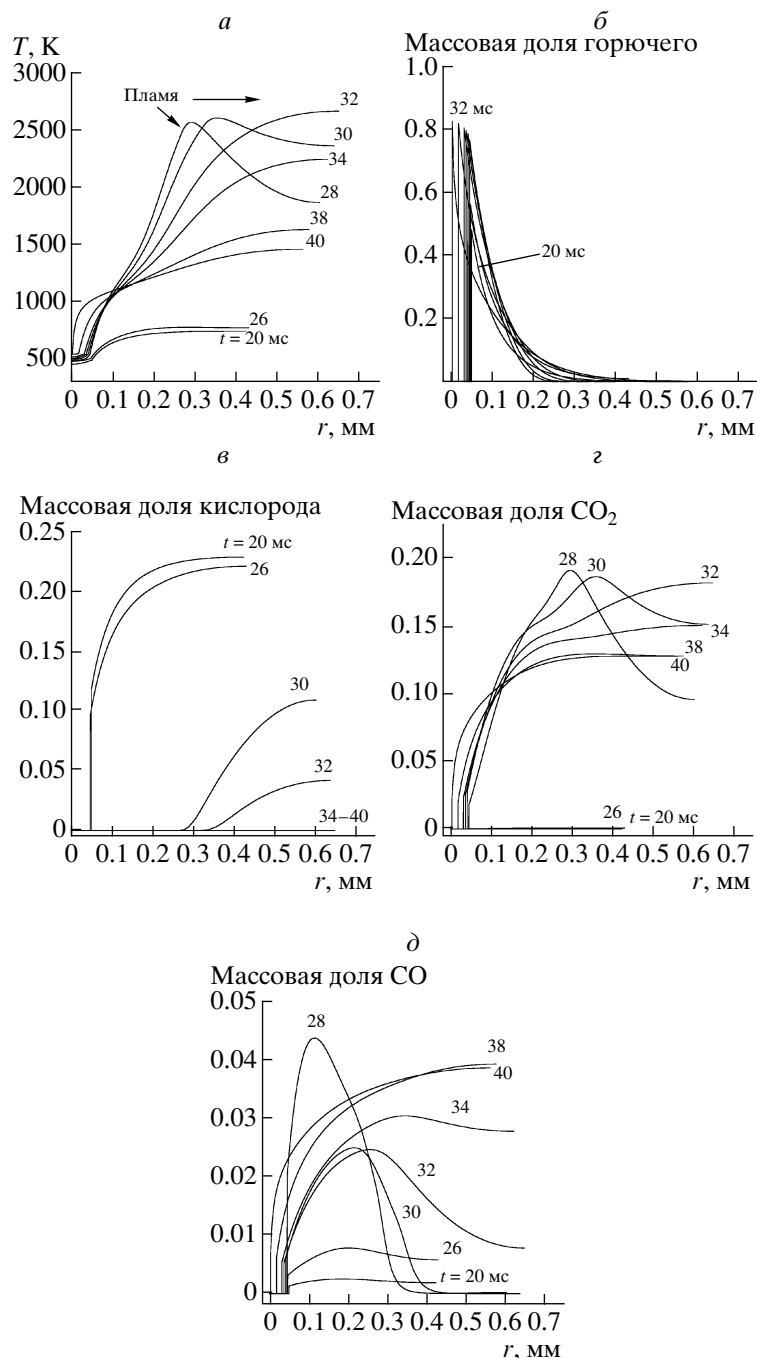


Рис. 6. Расчетные пространственные распределения температуры (а) и массовых долей пара горючего (б), кислорода (в), CO_2 (г) и CO (д) при самовоспламенении капли н-декана начального диаметра 100 мкм в однородной капельной газозвеси с $\Phi = 2$ при давлении 2 МПа и температуре воздуха 800 К.

вому моменту времени соответствует $t = 2.0$ мс, второму – $t = 2.25$ мс и третьему – $t = 2.5$ мс.

На основе такого приема были определены задержки самовоспламенения t_{ign} (приблизительно 2.25 мс на рис. 2) и местоположение самовоспламенения, определяемое расстоянием r_* от центра капли ($r_* \approx 0.085$ мм на рис. 2). Для дальнейших обобщений полученных данных ввели понятие

приведенного радиуса самовоспламенения $\delta_* = 2r_*/D_0$ ($\delta_* \approx 4.25$ на рис. 2). Наиболее важный результат, полученный в расчетах, заключается в том, что приведенный радиус самовоспламенения оказался величиной, слабо зависящей от определяющих параметров задачи, а именно: температуры окружающего воздуха, давления, коэффициента избытка горючего в капельной газозвеси,

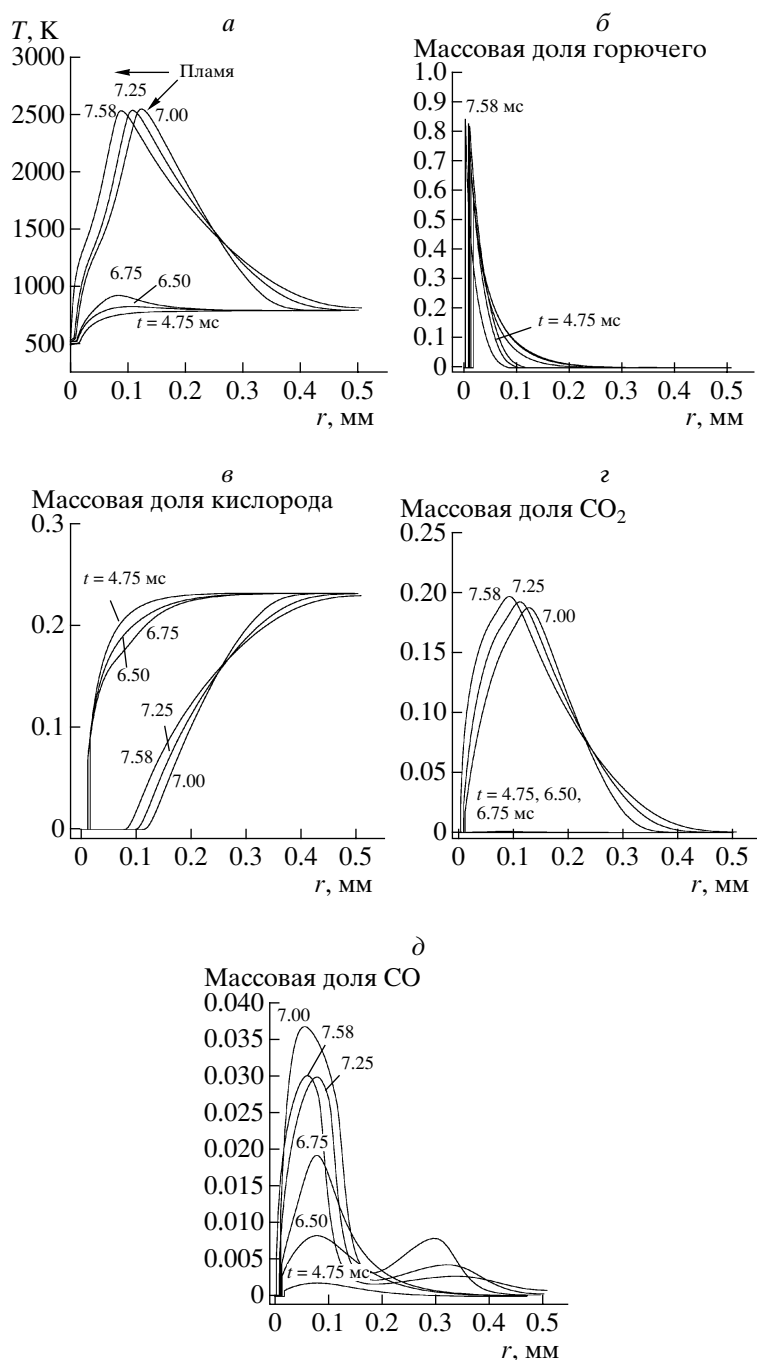


Рис. 7. Расчетные пространственные распределения температуры (а) и массовых долей пара горючего (б), кислорода (в), CO_2 (г) и CO (д) при самовоспламенении капли н-декана начального диаметра 40 мкм в однородной каплевой газозвеси с $\Phi = 0.1$ при давлении 2 МПа и температуре воздуха 800 К.

начального диаметра каплей, а также типа топлива. В целом, обнаружено, что

$$\delta_* = \frac{2r_*}{D_0} = 2.0\text{--}6.5.$$

Таким образом, расчеты задержек самовоспламенения позволили создать базу данных о за-

держках воспламенения t_{ign} каплей н-декана и н-тетрадекана при разных условиях, а также о приведенном радиусе самовоспламенения δ_* .

Основная цель расчетов процесса испарения каплей – определить локальный коэффициент избытка горючего в парогазовой смеси ϕ (отличается от коэффициента избытка горючего в газозвеси Φ) и приведенную температуру $\theta_* = (T/T_{g0})_*$ на при-

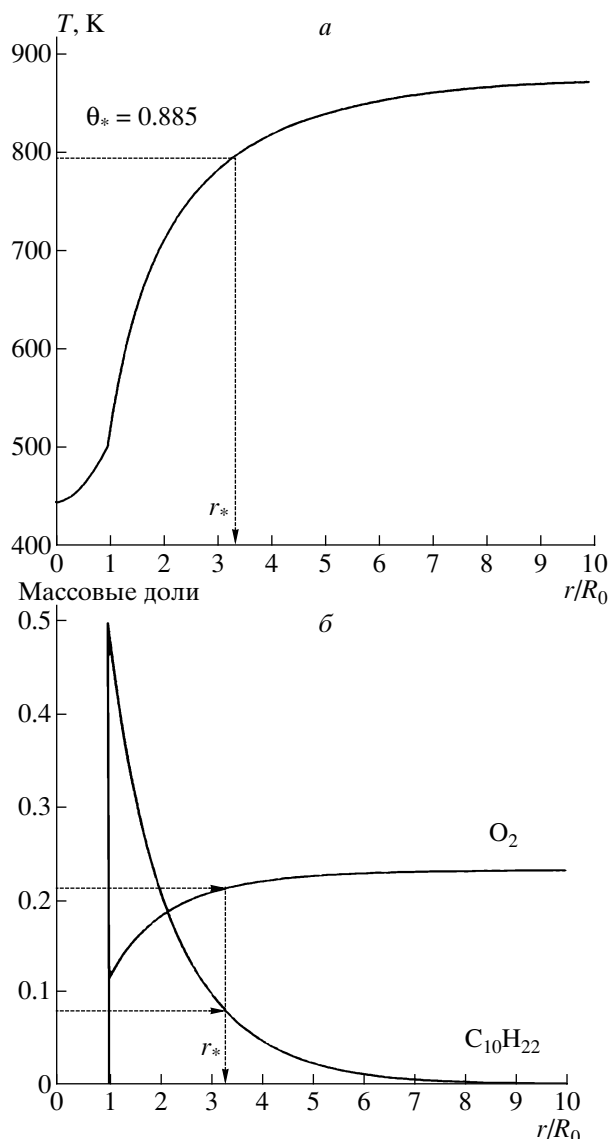


Рис. 8. Определение приведенной температуры (а) и локального коэффициента избытка горючего в парогазовой смеси (б) на расстоянии приведенного радиуса самовоспламенения.

веденном радиусе самовоспламенения δ_* , полученном из расчета самовоспламенения капли. Другими словами, нас интересовали значения $\phi_* = \phi(\delta_*)$ и $\theta_* = (T/T_{g0})_* = T(r_*)/T_{g0}$ в момент времени $t = t_{ign}$. На рис. 8 показано, как определялись величины θ_* и δ_* на расстоянии r_* .

Рисунок 9 иллюстрирует процедуру определения θ_* и ϕ_* на примере с $t_{ign} = 9.25$ мс и $\delta_* = 4.6$. Кривые на рис. 9 построены по результатам расчета испарения капли и представляют собой “траектории” точек с постоянной приведенной температурой $\theta_* = 0.885$ и 0.8975 , а также точки с постоянным $\phi_* = 1.63$ в координатах “пространство–время”. Видно, что кривые с $\theta_* = 0.885$ и $\phi_* = 1.63$ пересекают точку ($t_{ign} = 9.25$ мс, $\delta_* = 4.6$). Другими

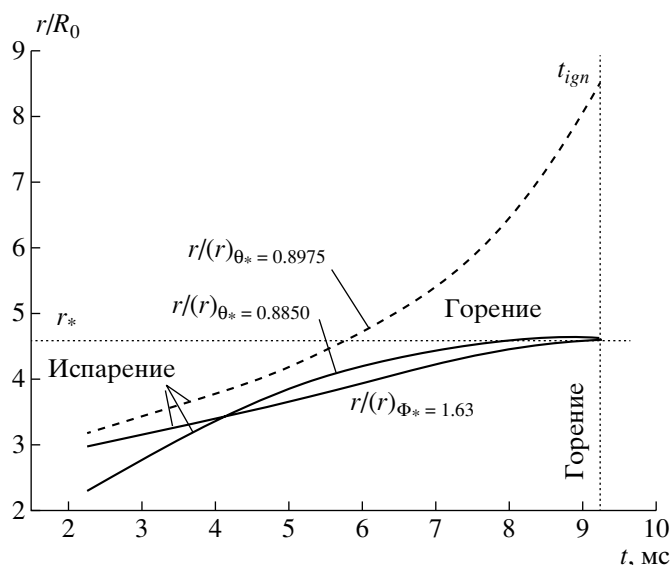


Рис. 9. Определение критерия самовоспламенения капли.

словами, локальное самовоспламенение в окрестности капли происходит при $\theta_* = 0.885$ и $\phi_* = 1.63$. Как и следовало ожидать, чувствительность результатов к значению приведенной температуры достаточно высока. Результаты рис. 9 можно трактовать следующим образом: локальное самовоспламенение капли происходит, когда приведенная температура и коэффициент избытка горючего в парогазовой смеси на расстоянии r_* достигают значений $\theta_* = 0.885$ и $\phi_* = 1.63$. Действительно, эти значения θ_* и ϕ_* достигаются на приведенном расстоянии δ_* при $t = t_{ign}$.

Аналогичный сравнительный анализ был проведен для всей серии расчетов. Оказалось, что θ_* изменяется в диапазоне от 0.83 до 1.0, а ϕ_* – от 0.25 до 2.0. В результате статистического анализа данных получены важные корреляции между расчетами испарения и самовоспламенения капель. На рис. 10а и б показано, как коррелируют расчетные значения t_{ign} со значениями t_T (задержка самовоспламенения, полученная на основе критерия $\theta_* = \text{const}$ из расчета испарения капли) и t_C (задержка самовоспламенения, полученная на основе критерия $\phi_* = \text{const}$ из расчета испарения капли). На рис. 10а использованы все расчетные данные, а на рис. 10б – только те случаи, в которых расчетные значения t_{ign} не превышают 10 мс (важно для приложений к рабочему процессу в дизеле). Наилучшее соответствие (наименьшее среднеквадратичное отклонение) между t_{ign} и t_T , с одной стороны, и между t_{ign} и t_C , с другой стороны, достигается при

$$\delta_* = 3.71, \quad \theta_* = 0.91, \quad \phi_* = 0.63. \quad (6)$$

Таким образом, данные рис. 10 свидетельствуют о существовании приближенной корреляции

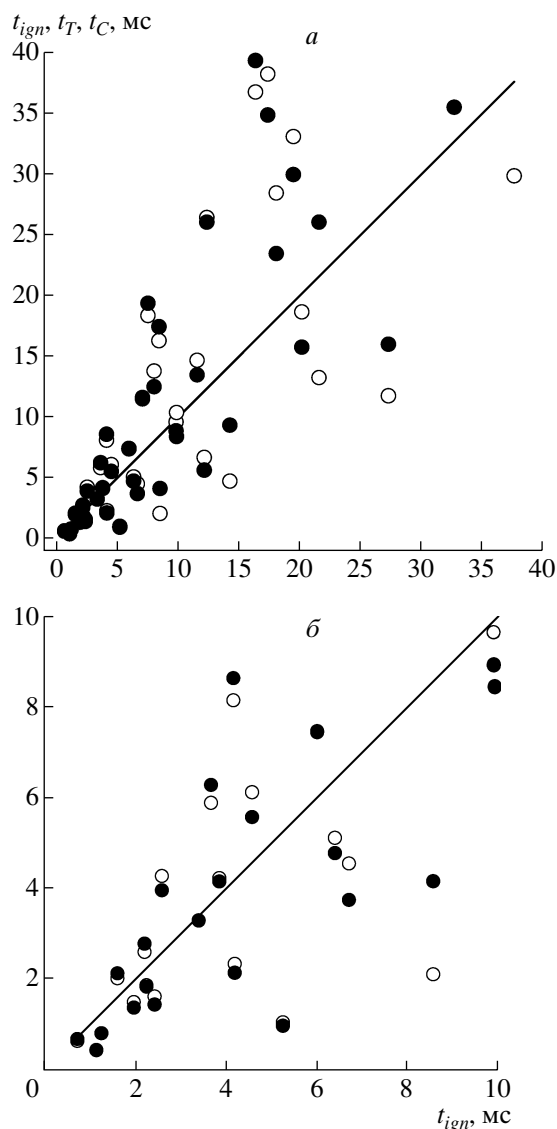


Рис. 10. Корреляции между задержками t_{ign} (сплошные линии), рассчитанными по модели самовоспламенения каплей, с задержками t_T (○) и t_C (●), полученными по критериям самовоспламенения $\theta_* = 0.906$ и $\phi_* = 0.625$: а – результаты всех расчетов; б – результаты расчетов, в которых $t_{ign} \leq 10$ мс.

между значениями t_{ign} , t_T и t_C . Важно, что такая корреляция является универсальной и не зависит от типа топлива (н-декан или н-тетрадекан), начального диаметра каплей (от 5 до 150 мкм), коэффициента избытка горючего в капельной газозвеси (от 0.1 до 2.0), начальной температуры воздуха (от 800 до 900 К) и давления (от 2 до 8 МПа).

Условия (6) можно расценивать как критерий, определяющий условия, при которых происходит самовоспламенение капли (далее – критерий самовоспламенения). Максимальные среднеквадратичные отклонения соотношений (6) – 70% для приведенной температуры θ_* и 100% для коэффициента избытка горючего ϕ_* , что можно считать

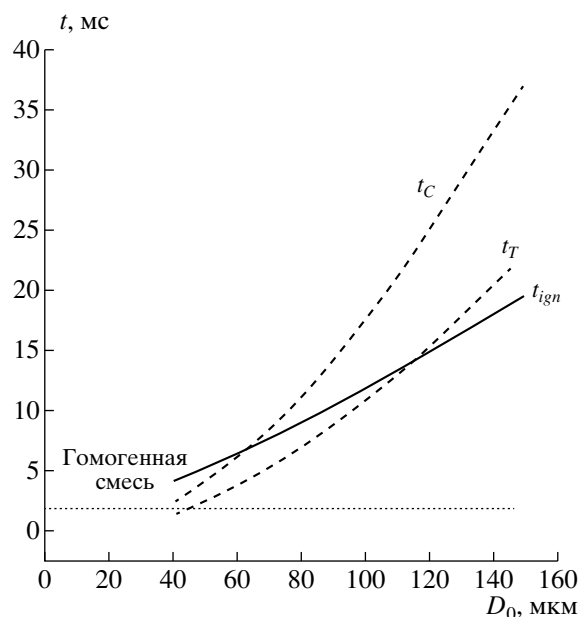


Рис. 11. Расчетные зависимости задержек самовоспламенения t_{ign} , t_T и t_C от начального диаметра каплей н-декана при $T_{g0} = 850$ К и $p = 2$ МПа.

вполне удовлетворительным для такого явления, как самовоспламенение. Напомним, что погрешность кинетических расчетов, равную 100%, как правило, рассматривают приемлемой ввиду существующих погрешностей в измерениях задержек самовоспламенения и неопределенности в кинетических константах.

На рис. 11 показаны расчетные зависимости задержек самовоспламенения t_{ign} , t_T и t_C от начального диаметра каплей. С уменьшением начального диаметра капли величина t_{ign} уменьшается, стремясь к задержке самовоспламенения гомогенной смеси (показана штриховой горизонтальной прямой на рис. 11), а не к нулю. Отметим, что в отличие от самовоспламенения капли суммарная скорость химического превращения в гомогенной смеси не зависит от диффузионных процессов. Что касается поведения кривых для t_T и t_C на рис. 11, то с уменьшением диаметра капли их значения уменьшаются, стремясь к нулю. Этот недостаток критериев самовоспламенения (6) легко устранить. Просто следует иметь в виду, что при самовоспламенении каплей существует предельная минимальная задержка самовоспламенения, т.е.

$$t_T \leq t_{ign,h}, \quad t_C \leq t_{ign,h},$$

где $t_{ign,h}$ – задержка самовоспламенения гомогенной смеси при тех же условиях. На практике в условиях дизеля всегда

$$t_{ign} \geq 0.7\text{--}1.0 \text{ мс.}$$

Последнее условие связано не только с конечной скоростью химических превращений и диффузионным торможением реакции, но и с конечным временем распада топливной струи.

В табл. 3 представлены расчетные значения задержек самовоспламенения $t_{ign,h}$ гомогенной стехиометрической смеси н-декана с воздухом, полученных с помощью детального кинетического механизма [48]. Задержки самовоспламенения, представленные в табл. 3, соответствуют области двухстадийного низкотемпературного самовоспламенения н-декана, где отмечается отрицательный температурный коэффициент скорости реакции. При $T < 800$ К и $p < 2$ МПа задержки самовоспламенения быстро возрастают и могут превысить время жизни капли даже для частиц максимального начального диаметра, используемого в расчетах. Данные табл. 3 можно применять для оценки предельных минимальных значений t_{ign} при разных давлениях и температурах воздуха.

НОВАЯ МОДЕЛЬ САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ КАПЕЛЬ В ГАЗОВЗВЕСИ

Новая модель самовоспламенения капель основана на нашей модели испарения капель [49, 50], дополненной локальными пространственными распределениями температуры и концентрации пара горючего в окрестности капли.

Основная идея в расширении модели [49, 50] – перераспределить температуру парогазовой смеси и концентрацию пара горючего в расчетной ячейке, где находится капля, таким образом, чтобы, с одной стороны, сохранить соответствующие средние значения температуры $T_{g\infty}$ и концентрации пара горючего $y_{v\infty}$, а с другой – более точно описать пространственные распределения соответствующих параметров смеси в окрестности капли: $T_g(r, t)$ и $y_v(r, t)$. Имея распределения $T_g(r, t)$ и $y_v(r, t)$, можно определить задержку самовоспламенения капли, наблюдая за изменением приведенной температуры θ_* и коэффициента избытка горючего ϕ_* на расстоянии приведенно-

Таблица 3. Задержки самовоспламенения (в мс) для гомогенной стехиометрической смеси н-декан–воздух

T, К	p = 2 МПа	p = 4 МПа	p = 6 МПа	p = 8 МПа
700	12.0	9.69	8.65	7.97
750	3.61	2.58	2.15	1.98
800	2.09	1.24	0.933	0.768
850	2.15	1.06	0.723	0.549
900	2.63	1.20	0.767	0.555
950	3.46	1.47	0.893	0.629

го радиуса δ_* : самовоспламенение наступит при выполнении критериев (6).

Обозначим через R_d глубину проникновения тепловой волны от поверхности капли в газ, окружающей каплю. Анализ детальных расчетов испарения капли (см. рис. 7 и 8) показал, что профиль температуры в окрестности капли при $R \leq r \leq R_d$ можно аппроксимировать параболической кривой:

$$T_g(r) = T_i + a(r - R) + b(r - R)^2, \quad (7)$$

а при $R_d \leq r \leq R_e$ – уравнением

$$T_g(r) = T_d,$$

где T_i – температура поверхности капли и $T_d = T_g(R_d)$. На расстоянии $r = R_d$ производная температуры по радиусу равна нулю, поэтому

$$a = -2b(R_d - R). \quad (8)$$

Из условия $T_d = T_g(R_d)$ получим

$$b = -\frac{T_d - T_i}{(R_d - R)^2}. \quad (9)$$

Подставляя (8) и (9) в (7) получим следующее выражение для температурного профиля в окрестности испаряющейся капли внутри эквивалентной сферы радиусом R_e :

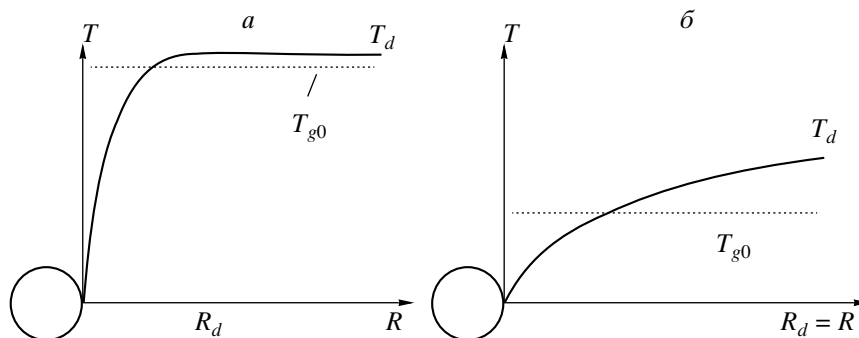


Рис. 12. Схематическое изображение профилей температуры в окрестности капли при $t < t_d$ (а) и при $t > t_d$ (б).

$$T_g(r) = T_i + 2(T_d - T_i) \frac{r - R}{R_d - R} - (T_d - T_i) \left(\frac{r - R}{R_d - R} \right)^2$$

при $R \leq r \leq R_d$,

$$T_d = T_g(R_d) \text{ при } R_d \leq r \leq R_e. \quad (10)$$

Таким образом, при $R_d \leq r \leq R_e$ температура постоянна и равна максимальному значению – T_d (рис. 12). Следовательно, тепловой поток к поверхности капли определяется не средней температурой газа в расчетной ячейке – T_{g0} , а температурой T_d . Процедура замены T_d на T_{g0} не должна, однако, повлиять на тепловой баланс в расчетной ячейке, т.е. средняя температура в ячейке, T_{g0} , должна остаться той же. Если пренебречь (в первом приближении) зависимостью теплоемкости от температуры, то в этом случае средняя температура в расчетной ячейке должна быть равна средней интегральной температуре в элементарной сфере.

Когда тепловое возмущение достигает границы элементарной сферы вокруг капли, температура газа в пространстве между соседними каплями перестает быть постоянной. Следовательно, можно определить интервал времени t_d , в течение которого $T_d = \text{const}$. При $t > t_d$ температура T_d равна температуре на границе элементарной сферы.

В модели, описанной выше, имеется две неизвестных величины: температура T_d и радиус R_d . Чтобы определить R_d , можно использовать тот факт, что при $r = R_d$ температура достигает максимального значения. Кроме того, неизвестные T_d и R_d связаны между собой уравнением теплового баланса. Аналогичным образом моделируется пространственное распределение массовой доли пара горючего. Момент самовоспламенения капли соответствует моменту времени, когда выполняются критерии (6), т.е. в газозвеси каждая капля имеет свою задержку самовоспламенения t_{ign} , определяемую этими критериями.

После воспламенения капля начинает гореть. В связи с этим при $t = t_{ign}$ можно предположить, что тепловой поток к поверхности капли изменяется скачком от потока, определяемого разностью температур $T_d - T_i$, к потоку, определяемому разностью температур $T_b - T_i$, где T_b – температура горения. Что касается потока массы пара от поверхности капли, то он изменяется скачком от значения, определяемого разностью массовых долей $y_{vs} - y_{v\infty}$, до значения, определяемого концентрацией пара на поверхности капли – y_{vi} , поскольку во фронте пламени $y_{v\infty} \rightarrow 0$. При этом температура горения определяется по соотношению

$$T_b = T_d + \frac{y_{ox,\infty} Q_{ox}}{c_p} \text{ при } y_{ox,\infty} < y_{ox,st}$$

$$T_b = T_d + \frac{y_{ox,st} Q_{ox}}{c_p} \text{ при } y_{ox,\infty} \geq y_{ox,st},$$

где $y_{ox,\infty}$ – массовая доля окислителя в пространстве с внешней стороны пламени, $y_{ox,st}$ – стехиометрическая массовая доля окислителя, Q_{ox} – теплота реакции на единицу массы окислителя и c_p – теплоемкость смеси при некоторой реперной температуре. Отметим, что в рамках данной модели диффузионное горение капли сводится к мгновенному превращению всего испарившегося за временной шаг топлива в продукты сгорания и выделению соответствующего тепла реакции.

В течение времени t_{ign} капли испаряются, и в их окрестности образуется гомогенная паровоздушная смесь, неоднородная по пространству. В связи с этим по истечении t_{ign} необходимо учитывать не только возможность образования диффузионного пламени вокруг капли, но и возможность гомогенного горения испарившегося горючего в газовой фазе. В литературе есть несколько простых моделей гомогенного турбулентного горения, например, известная модель распада вихрей [51].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для проверки новой модели самовоспламенения и горения капель провели две серии многомерных численных расчетов.

В первой серии использовали равномерную квадратную расчетную сетку. При этом в одну из расчетных ячеек помещали 27 одинаковых капель н-декана, которые были равномерно распределены в объеме ячейки. Считали, что в начальный момент времени газ (воздух) и капли покоились. Коэффициент избытка горючего Φ в ячейке с каплями изменяли, варьируя размер капель.

Результаты проведенных расчетов анализировались для определения критерия самовоспламенения в переменных δ_* и θ_* подобно тому, как это делалось при получении критериев (6). Как и в (6), считали, что $\theta_* = 0.91$. Оказалось, что при использовании упрощенной новой модели критерий самовоспламенения по приведенной температуре выглядит так:

$$\delta_* = 5.0, \quad \theta_* = 0.91. \quad (11)$$

Следовательно, в отличие от критерия (6) в упрощенной модели самовоспламенение капли происходит, когда на приведенном расстоянии $\delta_* = 5.0$ (вместо 3.71) достигается приведенная температура $\theta_* = 0.91$. При выполнении (11) результаты расчетов по упрощенной модели наилучшим образом согласуются с данными детальных расчетов.

На рис. 13 показаны результаты трехмерных расчетов процессов самовоспламенения и горе-

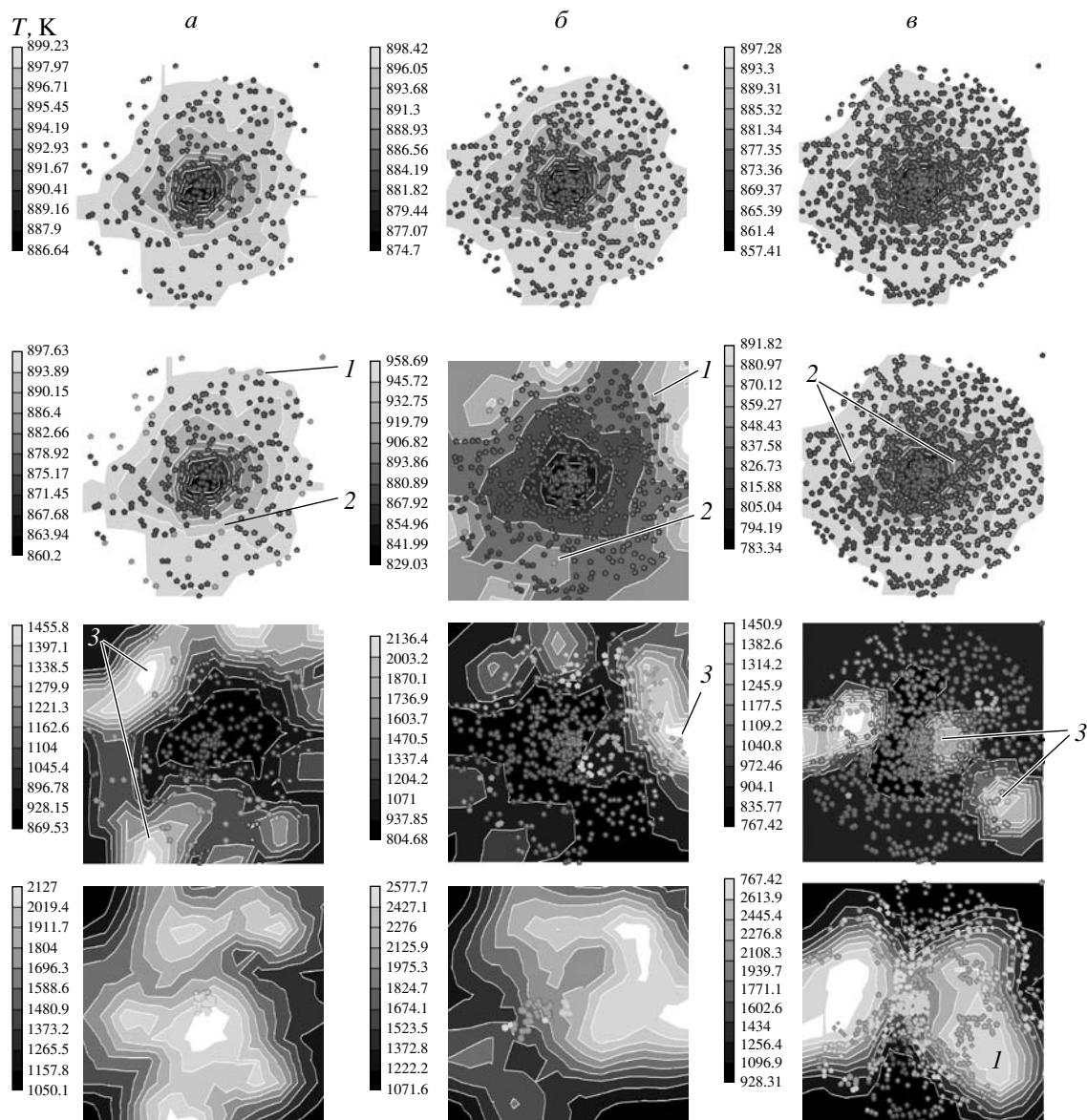


Рис. 13. Расчетные поля температур газа (шкала и изоуровни) при самовоспламенении и горении неоднородного монодисперсного облака каплей *n*-декана в разные моменты времени. Диаметр капли $d = 60$ мкм, начальная температура газа $T_0 = 900$ К, давление $p = 2$ МПа, число каплей в облаке равно 300 (*a*), 600 (*б*) и 900 (*в*). Стрелки: 1 – самовоспламенение каплей на периферии облака, 2 – самовоспламенение каплей в области с малой числовой плотностью частиц, 3 – области гомогенного горения.

ния неоднородных облаков из 300 (*a*), 600 (*б*) и 900 (*в*) одинаковых каплей *n*-декана ($D_0 = 60$ мкм) в 1 см^3 воздуха при начальной температуре газа $T_{g0} = 900$ К и начальном давлении $p_0 = 2$ МПа. Числовая плотность распределения каплей в объеме уменьшалась с удалением от центра облака. Использовалась простая структурированная расчетная сетка. При решении задачи учитывалось движение газа и частиц, т.е. решались полные (осредненные по Рейнольдсу) уравнения Навье–Стокса и уравнения сохранения энергии для газовой фазы (с источниками, описывающими межфазный обмен массой, количеством движения и энерги-

ей), а также уравнения сохранения массы, количества движения и энергии для каждой капли (с использованием лагранжевого формализма). Турбулентность газовой фазы описывали известной $k - \epsilon$ -моделью, а турбулентную дисперсию каплей – моделью, предложенной в [52]. Для проведения расчетов использовали коммерческий вычислительный пакет AVL FIRE V8.6 с внедренными пользовательскими модулями.

Сразу после самовоспламенения той или иной капли начиналось ее диффузионное горение по модели, описанной выше. Кроме диффузионного

горения учитывали и гомогенное горение паров горючего, скорость которого описывали моделью из [51]. С помощью вариантов *a*, *b* и *в* на рис. 13 моделировалось поведение топливно-воздушных смесей, в среднем сильно обедненных горючим, но со значительно различающейся локальной числовой плотностью капель.

Яркостный фон на рис. 13 отображает температуру газа в пространстве между каплями. Более темный фон соответствует более холодному газу. Испарение капель приводит к охлаждению газа, причем в более плотной центральной части облака эффект охлаждения более ярко выражен.

Первый акт самовоспламенения происходит в местах, где коллективные эффекты незначительны: на периферии облака (указки 1 на рис. 13*a* и *b*) или в разреженных локальных областях облака (указки 2 на рис. 13*a–в*). При этом задержка воспламенения (время до первого акта самовоспламенения в облаке) во всех случаях оказалась одинаковой, хотя количество воспламенившихся капель сильно различалось (27 капель на рис. 13*a*, 13 на рис. 13*b* и только 2 на рис. 13*в*). Последующие акты самовоспламенения происходили либо независимо от предшествующих, либо в результате обтекания испаряющихся капель горячей смесью воздуха с продуктами горения. В некоторых областях облака наблюдалось гомогенное горение паров горючего, вызванное появлением продуктов горения от воспламенившихся капель (указки 3 на рис. 13*a–в*). С течением времени очаги горения распространялись на слои с большей числовой плотностью капель. Лишь в конце процесса воспламенялись капли в центральной части облака, где числовая плотность капель максимальна.

Последовательность кадров на рис. 13*a* и *b* свидетельствует о том, что облако сгорает от периферии к центру. На последних кадрах видны только центральные капли, в то время как все периферийные капли либо испарились, либо сгорели в диффузионных пламенах. На рис. 13*в* наблюдается анизотропия выгорания облака.

В целом, горение облака капель с более плотным ядром (рис. 13*в*) сильно отличается от горения капельных облаков с меньшей плотностью ядра (рис. 13*a* и *b*). Процесс на рис. 13*в* характеризуется значительно меньшей интенсивностью и однородностью выгорания облака.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате параметрического анализа численных решений задач об испарении и самовоспламенении капель по полной модели предложен новый критерий самовоспламенения капли. В соответствии с этим критерием воспламенение происходит, когда на заданном приведенном расстоя-

нии от поверхности капли достигаются заданная приведенная температура газа и заданный коэффициент избытка горючего.

Предложена новая модель прогрева и испарения капли, предназначенная для применения в многомерных газодинамических расчетах. Основная идея модели – перераспределить температуру парогазовой смеси и концентрацию пара горючего в расчетной ячейке, где находится капля, таким образом, чтобы, с одной стороны, сохранить соответствующие средние значения температуры газа и концентрации пара горючего (газодинамические уравнения решаются для средних параметров), а с другой – более точно описать пространственные распределения параметров смеси в окрестности капли. Имея распределения температуры газа и концентрации пара жидкости вокруг капли и используя новый критерий самовоспламенения, можно определить задержку самовоспламенения капли, наблюдая за изменением приведенной температуры и коэффициента избытка горючего на приведенном расстоянии от капли: самовоспламенение произойдет при выполнении критериев (6).

На основе модели прогрева и испарения капли и критерия самовоспламенения создана новая модель самовоспламенения (и горения) капель жидких углеводородов в плотных газовзвесах. Модель проверена на многомерных расчетах процессов самовоспламенения и горения облака капель. Расчеты показали, что модель правильно описывает феноменологию явления: облако самовоспламенялось и горело от периферии к центру. Первые акты самовоспламенения происходили на периферии облака, где коллективные эффекты незначительны. В дальнейшем горение спорадически возникало в слоях, расположенных ближе к центру облака. Лишь в конце процесса воспламенялись капли в центральной (плотной) части облака. Таким образом, с помощью новой модели впервые удалось воспроизвести феноменологию очагового возникновения и анизотропного распространения волн самовоспламенения и горения в капельных газовзвесах. Подобные особенности наблюдаются экспериментально при самовоспламенении топливных струй в дизеле. Самовоспламенение всегда происходит в нескольких очагах на периферии струи, а затем распространяется вдоль и в глубь струи, проявляя свойства анизотропии и неравномерности распространения.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 08-08-00068 и № 07-08-00558).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семенов Н.Н. Цепные реакции. Л.: ОНТИ, 1934. С. 110.

2. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Изд-во АН СССР, 1947. 2-е изд. М.: Наука, 1967.
3. Варшавский Г.А. Горение капель жидкого топлива. М.: Изд-во БНТ, 1945.
4. Lorell J., Wise H., Carr R.S.J. // J. Chem. Phys. 1956. V. 35. P. 2.
5. Агафонова Ф.А., Гуревич М.А., Палеев И.И. // ЖТФ. 1957. Т. 27. № 8. С. 1818.
6. Polymeropoulos C.E., Peskin R.L. // Combust. and Flame. 1969. V. 13. № 2. P. 166.
7. Варшавский Г.А., Федосеев Д.В., Франк-Каменецкий Д.А. // Физика аэрозолей. 1966. № 1. С. 101.
8. Гуревич М.А., Сиркунен Г.И., Степанов А.М. // Физика аэродисперсных систем. 1972. № 6. С. 52.
9. Гольдшлегер Ю.И., Амосов С.Д. // Физика горения взрыва. 1977. Т. 13. № 6. С. 813.
10. Блошенко В.Н., Мержанов А.Г., Перегудов Н.И. Хайкин Б.И. // Матер. III Всесоюз. симпозиум по горению и взрыву. Черногоровка: ИХФ РАН, 1971. С. 81.
11. Блошенко В.Н., Мержанов А.Г., Перегудов Н.И. Хайкин Б.И. // Горение и взрыв. Черногоровка: ИХФ РАН, 1972. С. 227.
12. Godsave G.A.E. // Proc. 4th Sympos. (Intern.) on Combust. Baltimore, MD: Williams and Wilkins Co., 1953. P. 818.
13. Spalding D.B. // Proc. 4th Sympos. (Intern.) on Combust. Baltimore, MD: Williams and Wilkins Co., 1953. P. 847.
14. Goldsmith M., Penner S.S. // Jet Propulsion. 1954. V. 24. № 4. P. 245.
15. Bergeron C.A., Hallett W.L.H. // Canadian J. Chem. Eng. 1989. V. 67. P. 142.
16. Rah S.-C., Sarofim A.F., Beer J.M. // Combust. Sci. and Technol. 1986. V. 49. P. 169.
17. Sangiovanni J.J., Mad Kesten A.S. // Proc. 16th Simpos. (Intern.) on Combust. Pittsburgh, PA: The Combust. Inst., 1977. P. 577.
18. Cuoci A., Mehl M., Buzzi-Ferraris G. et al. // Combust. and Flame. 2005. V. 143. P. 211.
19. Басевич В.Я., Фролов С.М., Посвянский В.С. и др. // Хим. физика. 2005. Т. 24. № 5. С. 89.
20. Фролов С.М., Басевич В.Я. // Законы горения / Под. ред. Полежаева Ю.В. М.: Энергомаш, 2006. С. 130.
21. Massoli P., Lazzaro M., Beretta F., D'Alessio A. Report on Research Activities and Facilities / Ed. Di Lorenzo A. Napoli: Istituto Motori C.N.R., 1993. P. 36.
22. Athasit A., Doue N., Biscos Y. et al. // Combust. and Atmospheric Pollution / Eds. Roy G.D., Frolov S.M., Starik A.M. М.: Torus Press, 2003. P. 214.
23. Takei M., Kobayashi H., Niioka T. // Intern. J. Microgravity Res. Appl. Microgravity Sci. Technol. 1993. V. 6. № 3. P. 184.
24. Niioka T., Kobayashi H., Mito D. // IVTAM Simpos. Mechanics and Combust. of Droplet and Sprays Proc. Tainan, 1994. P. 367.
25. Соколик А.С., Басевич В.Я. // ЖФХ. 1954. Т. 28. № 11. С. 1935.
26. Tanner F.X. SAE Techn. Paper Series, 2003-01-1044.
27. Twardus E.M., Brzustowski T.A. // Archiwum Processow Spalania. 1977. V. 8. P. 347.
28. Dwyer H.A., Nirschl H., Kersch P., Denk V. // Proc. 25th Simpos. (Intern.) on Combust. Pittsburgh, PA: The Combust. Inst., 1994. P. 389.
29. Marberry M., Ray A.K., Leung K. // Combust. and Flame. 1984. V. 57. № 2. P. 237.
30. Cuadros J., Linares J., Sivasankaran K. et al. // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1996. V. 39. P. 3949.
31. Chiu H.H., Liu T.M. // Combust. Sci. and Technol. 1977. V. 17. P. 127.
32. Correa S.M., Sichel M. // Proc. 19th Simpos. (Intern.) on Combust. Pittsburgh, PA: The Combust. Inst., 1983. P. 300.
33. Нугматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
34. Kent J.C. // Appl. Scient. Res. Ser. A. 1973. V. 28. P. 315.
35. Law C.K. // Prog. Energy Combust. Sci. 1982. V. 8. P. 171.
36. Sirignano W.A. // Prog. Energy Combust. Sci. 1983. V. 9. P. 291.
37. Bachalo W.D. // Proc. 25th Simpos. (Intern.) on Combust. Pittsburgh, PA: The Combust. Inst., 1994. P. 333.
38. Avedisian C.T. // J. Propulsion and Power. 2000. V. 16. № 4. P. 628.
39. Mashayek F., Pandya R.V.R. // Prog. Energy Combust. Sci. 2003. V. 29. P. 329.
40. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение: физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. М.: Физматлит, 2003.
41. Фролов С.М., Басевич В.Я., Посвянский В.С., Сметанюк В.А. // Хим. физика. 2004. Т. 23. V. 7. С. 49.
42. Фролов С.М., Басевич В.Я., Посвянский В.С. и др. Современные проблемы исследования быстропротекающих процессов и явлений катастрофического характера. М.: Наука, 2007. С. 89.
43. Фролов С.М., Посвянский В.С., Басевич В.Я. и др. // Хим. физика. 2004. Т. 23. № 4. С. 75.

44. *Frolov S.M.* // Proc. Intern. Conf. on Combust. and Detonation – Zel'dovich Memorial. M.: Torus Press, 2004. Paper № OP-07 (CD).
45. *Frolov S.M., Basevich V.Ya., Posvianskii V.S.* // Application of detonation to propulsion / Eds. Roy G.D., Frolov S.M., Shepherd J. M.: Torus Press, 2004. P. 110.
46. *Басевич В.Я., Фролов С.М., Посвянский В.С.* // Хим. физика. 2005. Т. 24. № 7. С. 58.
47. *Frolov S.M., Basevich V.Ya., Belyaev A.A. et al.* // Combust. and Pollution: Environmental Effect / Eds. Roy G.D., Frolov S.M., Starik A.M. M.: Torus Press, 2005. P. 117.
48. *Басевич В.Я., Фролов С.М.* // Хим. физика. 2006. Т. 25. №. 6. С. 54.
49. *Frolov S.M., Frolov F.S., Basara B.* // Nonequilibrium Processes. V. 1: Combust. and Detonation / Eds. Roy G.D., Frolov S.M., Starik A.M. M.: Torus Press, 2005. P. 179.
50. *Frolov S.M., Frolov F.S., Basara B.* // J. Rus. Laser Res. 2006. V. 27. № 6. P. 562.
51. *Magnussen B.F., Hjertager B.H.* // Proc. Combust. Institute. 1976. V. 16. P. 719.
52. *O'Rourke P.J.* // J. Comp. Physics. 1989. V. 83. P. 345.