

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ОБЛАКЕ КАПЕЛЬ *n*-ГЕПТАНА В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

С. Ранджбаран, С. Табеямаат

Кафедра авиакосмической техники, Технологический университет им. Амиркабира, Тегеран, Иран
sadegh@aut.ac.ir

Численно исследовано распространение пламени в облаке капель *n*-гептана в условиях микрогравитации при различных температурах окружающей среды и расстояниях между каплями. Характерными параметрами, влияющими на режим распространения пламени, являются безразмерное расстояние между частицами, тип горючего и температура окружающей среды. Изменение расстояния между каплями влияет на количество газообразного топлива на средней линии капель, и в зависимости от этого пламя может либо попасть между каплями, либо пройти над межчастичным пространством. С увеличением температуры окружающей среды скорость распространения пламени возрастает. Достигнуто хорошее качественное соответствие между результатами численного моделирования и микрогравитационными экспериментами по поведению пламени. Получена зависимость скорости распространения пламени от расстояния между каплями. Она имеет максимум аналогично результатам, полученным экспериментально.

Ключевые слова: численное моделирование, распространение пламени, облако капель, микрогравитация, *n*-гептан.

ВВЕДЕНИЕ

Распространение пламени при струйном горении — явление фундаментальное с точки зрения как теории, так и практики. Его изучению посвящено много работ. Распространение пламени в облаке капель можно классифицировать как струйное горение. Такое горение реализуется, например, после инициирования воспламенения в дизельном двигателе или камере сгорания газовой турбины. В работе [1] изучалось распространение пламени в *n*-октане при нормальной силе тяжести, обнаружено существенное влияние температурного фактора на самовоспламенение капель и распространение пламени. Распространение пламени в облаке капель при нормальном давлении исследовалось в [2, 3]. Микрогравитационные эксперименты [3] с использованием *n*-гептана, бензина и этанола в качестве топлива показали, что скорость распространения пламени уменьшается с увеличением расстояния между каплями. В [4] были проведены микрогравитационные эксперименты при высоком давлении окружающей среды (до 0.5 МПа) с теми же типами топлив, как и в экспериментах с нормаль-

ным атмосферным давлением. Показано, что скорость распространения пламени уменьшается с увеличением давления окружающей среды и расстояния между частицами. В работе [5] выполнены эксперименты при давлениях до 0.7 МПа с использованием *n*-декана и *n*-гексадекана в качестве топлива при нормальных условиях и в условиях микрогравитации. Авторы установили, что скорость распространения пламени имеет максимум при определенном расстоянии между каплями, и сделали вывод, что отличие поведения скорости распространения пламени от результатов [3] обусловлено разной испаряемостью топлива. В работах [6, 7] исследовалось распространение пламени в облаке капель *n*-декана при давлении окружающей среды до 5 МПа, что выше критического давления топлива. Наблюдались сложные изменения в поведении скорости распространения пламени в широком диапазоне давления. В работе [8] была применена новая методика генерации капель для исследования распространения пламени в *n*-декане при комнатной температуре и атмосферном давлении в условиях микрогравитации. В данном методе отсутствуют многие недостатки ранее использовавшихся методик получения капель, таких как эксперименты с легкоиспаряющимися топливами. По-

S. Ranjbaran, S. Tabejamaat.
Department of Aerospace Engineering, Amirkabir
University of Technology, Tehran, Iran.

сколькx на практике струйное горение происходит при больших температурах окружающей среды, эксперименты [9] были повторены при высоких температурах и исследовано ее влияние на распространение пламени в облаке капель.

В [10] проведена классификация различных режимов распространения пламени и предложена карта этих режимов. Результаты исследования [10] применимы в широком диапазоне температур, вплоть до температуры самовоспламенения капель топлива. Численное исследование распространения пламени в облаке капель n -декана при различных температурах окружающей среды в условиях микрогравитации выполнено в [10, 11]. Предложена карта режимов для n -декана. Получено хорошее качественное соответствие результатов численного исследования и микрогравитационных экспериментов. Сделан вывод, что рост скорости распространения пламени вызван повышением температуры окружающей среды.

Карта режимов распространения пламени [10] показана на рис. 1. Характерными параметрами являются безразмерная температура окружающей среды $R_u T_0 / L$ и расстояние между частицами S/d_0 . Здесь R_u — универсальная газовая постоянная, T_0 — температура газа, L — скрытая теплота испарения, S — расстояние между частицами, d_0 — начальный диаметр капель. При сравнительно низкой темпе-

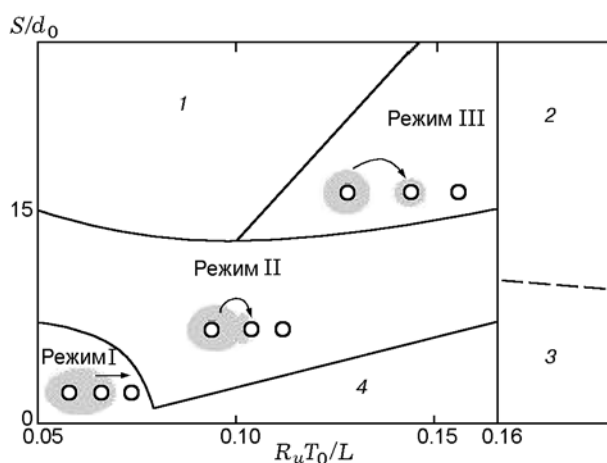


Рис. 1. Карта режимов распространения пламени [10]:

1 — чистое испарение, 2 — горение отдельных самовоспламеняющихся капель, 3 — горение самовоспламеняющегося облака капель, 4 — распространение пламени по предварительно перемешанной смеси

ратуре окружающей среды концентрация паров топлива около несгоревшей капель снижается. Если расстояние между каплями мало, пламя захватывает следующую несгоревшую частицу. Это режим I на карте режимов распространения пламени. При больших расстояниях между каплями и температуре окружающей среды толщина слоя предварительно перемешанного газа около несгоревшей капель увеличивается и пламя оказывается в пространстве между каплями, но при этом его скорость становится выше. Это режим II. Если расстояние между каплями очень большое, несгоревшие капель воспламеняются до прихода фронта за счет кондуктивной теплопередачи от пламени. Это режим III. В этом режиме распространение пламени становится дискретным. При низкой температуре окружающей среды в облаке капель имеет место только чистое испарение. Другие режимы распространения пламени включают горение самовоспламененных отдельных капель и облаков капель, что происходит при высокой температуре окружающей среды. С увеличением расстояния между каплями горение самовоспламененных облаков капель переходит в режим горения самовоспламененных отдельных капель.

Для расширения наших знаний о распространении пламени в облаке капель представляется интересным исследовать поведение пламени в n -гептане и провести сопоставление с соответствующими экспериментальными данными. Поэтому в настоящей работе выполнено численное исследование распространения пламени в облаке капель n -гептана при температурах окружающей среды $T_a = 300, 500, 650$ К и различных расстояниях между каплями S/d_0 в условиях микрогравитации. Значение S/d_0 может совпадать со значением, имеющим место в реальном струйном горении. Наш результат можно отнести к категории горения группы и отдельных капель по классификации Чию [12] для горения группы капель. Хотя при струйном горении диаметр капли составляет обычно от десятых долей до сотен микрометров, начальный диаметр капли полагался равным 1 мм, с тем чтобы адаптировать результаты расчетов к экспериментальной работе [9] по распространению пламени в облаке капель.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Поскольку в условиях микрогравитации

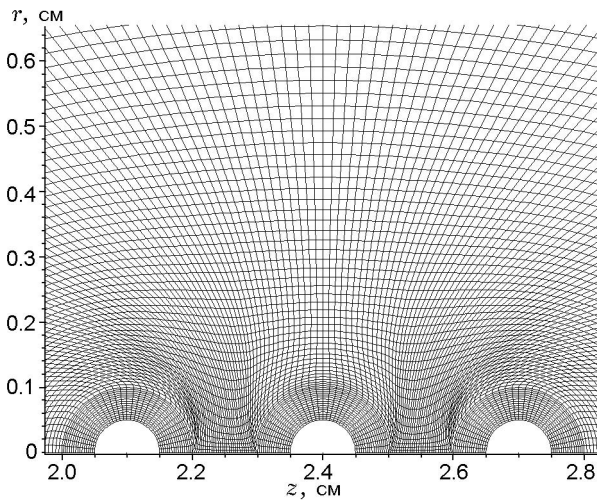


Рис. 2. Конфигурация сетки (включая стационарную и движущуюся) для газовой фазы, $d_{init} = 1$ мм

свободной конвекцией можно пренебречь, расчетная область является осесимметричной и двумерной в плоскости (r, z) . Используются три типа расчетных сеток для моделирования облака капель. Одна сетка, повторяющая контуры границ области, построена в цилиндрических координатах. Она занимает область газовой фазы. Другая сетка имеет подвижные границы, что обусловлено испарением капель. Она находится между неподвижной сеткой для газовой фазы и сеткой для жидкой фазы. При уменьшении размера капель эта сетка расширяется. Третий тип сетки для жидкой фазы строится для каждой капли в цилиндрической системе координат. Первые два типа сеток (для газовой фазы и движущаяся) формируют многоблочную сетку, представленную на рис. 2.

Наша модель верифицирована по экспериментальному времени воспламенения облака капель *n*-гептана в горячем покоящемся воздухе в условиях микрогравитации [13]. Время воспламенения в экспериментах [13] составляет 0.59 с при $d_0 = 1$ мм, $T_a = 960$ К и при достаточно большом расстоянии между каплями *n*-гептана, чтобы можно было их рассматривать как отдельные, а воспламенение — не зависящим от присутствия соседних капель. По нашему численному расчету время воспламенения должно быть 0.4783 с. Разница составляет 18.92 %, что обусловлено введением упрощающего допущения. Расчет выполнен при количестве узлов 150×85 в обеих сетках для газовой

фазы — в сетке с адаптацией к границам области и в сетке с подвижными границами; сетка для жидкой фазы состояла из 150×17 узлов. Это оптимальное количество узлов, их увеличение уже не меняет существенно время воспламенения. Например, в условиях, описанных выше ($d_0 = 1$ мм, $T_a = 960$ К), при увеличении узлов сетки до 170×100 для газовой фазы и 170×20 для жидкой фазы время воспламенения составило 0.47835 с, а при уменьшении числа узлов до 140×60 для газовой фазы и 140×14 для жидкой фазы — 0.4784 с.

Для газовой фазы вычислялись расход газа, температура и массовая концентрация химических компонентов. Рассчитывалась также температура каждой капли топлива путем решения уравнения сохранения энергии. Основные уравнения представлены ниже. Обезразмеривание уравнений проведено согласно доминирующему механизму, которым в данном случае является диффузия. Уравнения сохранения энергии и концентрации компонентов решались последовательно методом конечных разностей. Для расчета членов, учитывающих перенос и диффузию, применены соответственно противопотоковая схема первого порядка и схема центральных разностей второго порядка. На каждом шаге по времени было рассчитано поле скорости с использованием метода частиц в ячейках.

Введены следующие предположения: пренебрежение вязкой диссипацией, радиационным теплопереносом, эффектом Соре, эффектом Дюфура и термическим распадом; положение центра каждой капли фиксировано; капли испаряются с сохранением сферической формы; давление постоянно; конвекция внутри капли не учитывается; параметры жидкого топлива постоянны.

Основные уравнения имеют следующий вид:

уравнение энергии для жидкой фазы —

$$\frac{\partial T_l}{\partial t} = \alpha_l \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_l}{\partial z^2} \right\}, \quad (1)$$

уравнения сохранения массы, импульса, энергии и концентрации газовой фазы —

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z) = 0, \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (3)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial c_p T}{\partial t} + u_r \frac{\partial c_p T}{\partial r} + u_z \frac{\partial c_p T}{\partial z} \right) = \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \sum_{i=1}^N h_i \dot{\omega}_i, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial Y_i}{\partial t} + u_r \frac{\partial Y_i}{\partial r} + u_z \frac{\partial Y_i}{\partial z} \right) = \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho D_i r \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D_i \frac{\partial Y_i}{\partial z} \right) + \dot{\omega}_i. \end{aligned} \quad (6)$$

Начальные условия:

$$0 \leq r \leq R(0): \quad T_l = T_{l0}, \quad (7)$$

$$r \geq R(0): \quad T = T_\infty, \quad Y_i = Y_{i\infty}, \quad (8)$$

$$u_r = 0, \quad u_z = 0.$$

Граничные условия:

$$r = 0: \quad \frac{\partial T_l}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial r} (T, Y_i) = 0, \quad u_r = 0, \quad (9)$$

$$r \rightarrow \infty: \quad T = T_\infty, \quad Y = Y_{i\infty}, \quad \frac{\partial}{\partial r} (u_r, u_z) = 0. \quad (10)$$

Здесь ρ — плотность, u — скорость, r, z — радиальная и осевая компоненты, t — время, T — температура, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, p — давление, h — удельная теплота образования, Y — массовая концентрация, λ — теплопроводность, $\dot{\omega}$ — скорость реакции; индексы: i — номер компонента, r, z — радиальное и осевое направления, l — жидкая фаза.

Уравнения для поверхности капель, отделяющей жидкую фазу от газовой, запишем в виде:

$$r = R(t), \quad Y_{fs} = \exp \left\{ - \frac{L}{R_u T_b} \left(\frac{T_b}{T_s} - 1 \right) \right\}, \quad (11)$$

$$- \rho D_f \frac{\partial Y_f}{\partial r} \Big|_s = \rho u_s (1 - Y_{fs}), \quad (12)$$

$$u_s = \frac{dR}{dt} \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho} \right), \quad (13)$$

$$- \rho D_i \frac{\partial Y_f}{\partial r} \Big|_s = \rho u_s Y_{is}, \quad (14)$$

$$\rho_l L \frac{dR}{dt} = \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r} \Big|_s - \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_s. \quad (15)$$

Здесь D — коэффициент диффузии, R — радиус капли; индексы: b — точка кипения, f — топливо, s — поверхность. По этим уравнениям рассчитываются температура, концентрация компонентов, изменение диаметра частиц за счет испарения и скорость топлива u_s . Ясно, что u_s направлена по нормали к поверхности капель.

Система уравнений решается в безразмерных переменных. Обезразмеривание проведено следующим образом:

$$\begin{aligned} t^+ &= \frac{\alpha_l}{R_0^2} t, \quad r^+ = \frac{r}{R_0}, \quad z^+ = \frac{z}{R_0}, \\ T^+ &= \frac{T}{T_{l0}}, \quad (u_r^+, u_z^+) = \frac{R_0}{\alpha_l} (u_r, u_z), \\ \rho^+ &= \frac{\rho}{\rho_l}, \quad D_l^+ = \frac{D_i}{\alpha_l}. \end{aligned} \quad (16)$$

Начальная температура капель составляет 300 К. Концентрация паров топлива на поверхности капель определяется уравнением Клаузиуса — Клапейрона, как показано выше. Глобальная реакция описывается одностадийным соотношением

$$\begin{aligned} \omega_i = \\ = W_i (\nu_i'' - \nu_i') A \left(\frac{\rho Y_f}{W_f} \right)^a \left(\frac{\rho Y_0}{W_0} \right)^b \exp \left(\frac{-E_a}{R_u T} \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь ω_i — скорость одностадийной суммарной реакции n -гептана, $E_a = 125.6$ кДж/моль — энергия активации, $A = 1.4 \cdot 10^6$ м³/(моль · с) — предэкспонент, ν', ν'' — стехиометрические коэффициенты. Значения концентраций топлива и окислителя находили методом подбора. Переменные параметры газовой фазы получены из работы [14]. Капля на левой границе облака воспламеняется за счет источника тепла, расположенного в окрестности капли, как показано на рис. 2. Мы установили значение источника тепла, достаточное для организации пламени: температура горячей области задается равной 2 000 К. После начала распространения пламени тепловой источник удаляется для подавления его влияния на пламя.

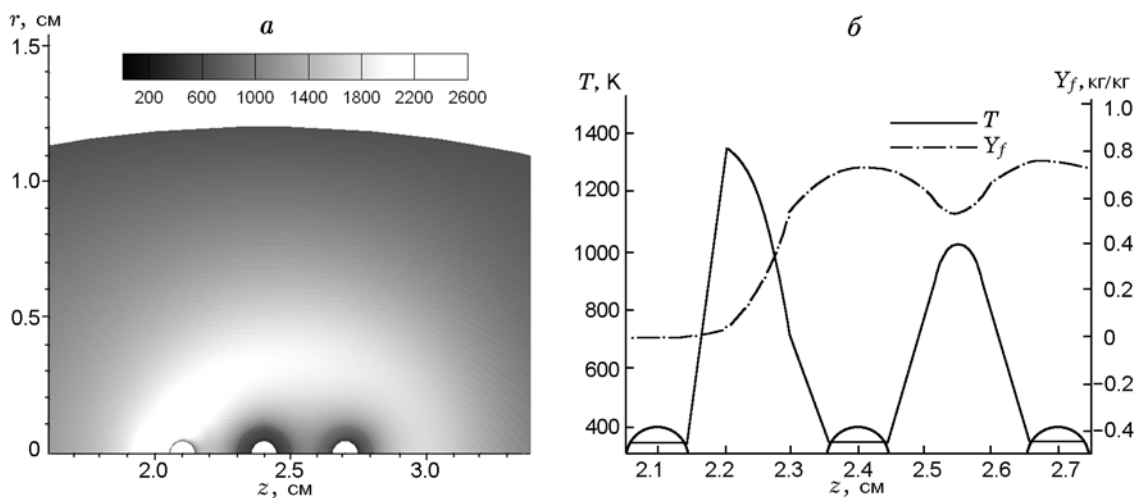


Рис. 3. Контуры температуры (а) и распределения температуры и массовой концентрации паров топлива на оси симметрии (б) при $S/d_0 = 3$, $T_a = 650$ К

РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Полученные нами численные результаты были сопоставлены с данными экспериментов [9] по распространению пламени в облаке капле *n*-декана в условиях микрогравитации при различных температурах воздуха. В данном случае, поскольку типы топлива отличаются, возможно только качественное сравнение. Кратко опишем эксперименты [9]. Облако капле *n*-декана формируется на пересечении тонких волокон карбида кремния X-образной формы (диаметром 14 мм), топливо подается через тонкую стеклянную трубку. Все капли генерируются одновременно. Далее облако капле помещалось в камеру сгорания для тестирования различных режимов распространения пламени. Поджиг осуществлялся нагретой проволокой. Для обеспечения условий микрогравитации использовался опускной колодец лаборатории микрогравитации Японии (MGLAB) с длительностью работы 4.5 с.

Время распространения пламени складывается из четырех характерных времен:

$$t_f = t_c + t_h + t_{ind} + t_p, \quad (18)$$

t_c — время теплопроводности, t_h — время нагрева капли, t_{ind} — время задержки воспламенения, t_p — время распространения пламени в предварительно перемешанной смеси. Вклад каждого из характерных времен варьируется в зависимости от режима распространения пламени [9].

Рассмотрим численные результаты для различных режимов распространения пламени в *n*-гептане. Будем изменять температуру окружающей среды и расстояние между каплями.

При высокой температуре окружающей среды ($T_a = 650$ К) и $S/d_0 = 3$ пары топлива от каждой капли сливаются между собой, поскольку расстояние между каплями мало; в облаке капле формируется непрерывный горючий слой (рис. 3,а). Наличие этого слоя приводит к распространению непрерывного пламени в облаке частиц. Концентрация топлива на оси симметрии наивысшая, а температура — самая низкая (рис. 3,б). Из карты режимов распространения пламени ясно, что этот режим соответствует распространению пламени в предварительно перемешанной смеси. Для *n*-декана такой режим получен в расчетах [10] при $T_a = 573$ К и $S/d_0 = 1.5$.

При $T_a = 300$ К и $S/d_0 = 3$ несгоревшие частицы плохо испаряются, даже вблизи пламени. Как видно из рис. 4,б, концентрация топлива ниже по сравнению со случаем распространения пламени в предварительно перемешанной смеси (см. рис. 3,б). Поскольку расстояние между каплями мало, пламя захватывает несгоревшие капли (рис. 4,а). При прохождении фронта пламени через капли испарение последних мгновенно интенсифицируется. Пары топлива поддерживают дальнейшее распространение пламени. Здесь основную часть времени распространения пламени составляет

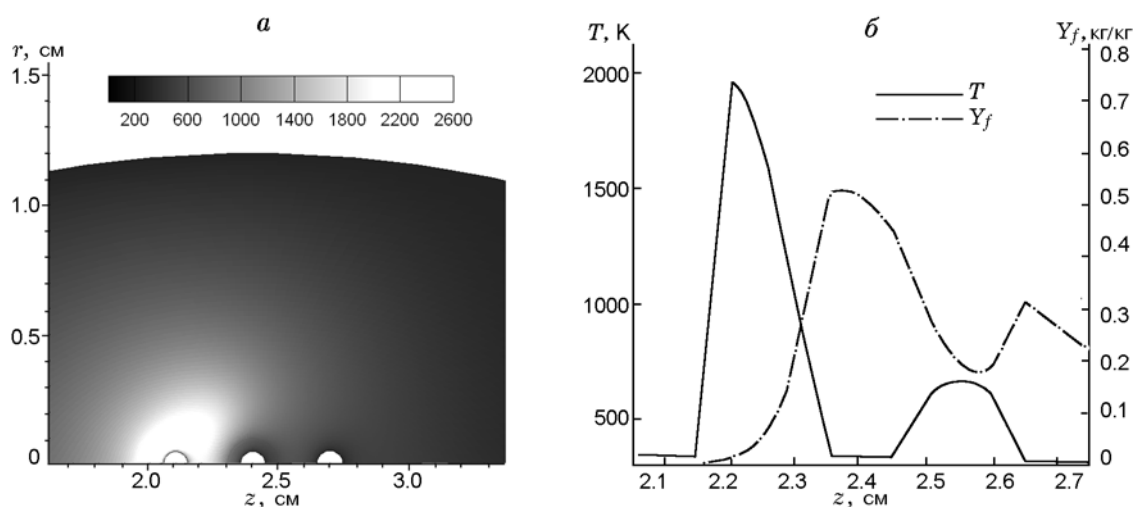


Рис. 4. Контуры температуры (а) и распределения температуры и массовой концентрации паров топлива на оси симметрии (б) при $S/d_0 = 3$, $T_a = 300$ К

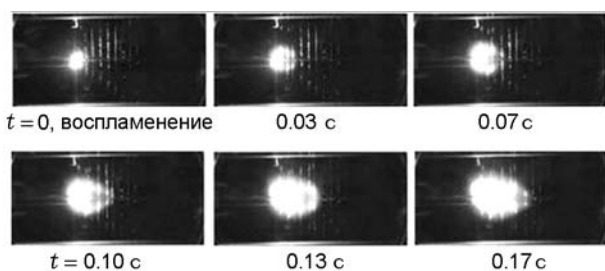


Рис. 5. Распространение пламени в облаке капель n -декана при $S/d_0 = 2$, $T_a = 300$ К [9]

t_h . Это режим I. Полученные нами численные результаты для данного случая показаны на рис. 4,а. На рис. 5 представлены экспериментальные результаты [9] по режиму I распространения пламени для n -декана при $T_a = 300$ К и $S/d_0 = 2$. Численное моделирование этого режима для n -декана проведено в [11] при температуре окружающей среды 300 К и $S/d_0 = 1.5$.

Различие между двумя вышеуказанными режимами распространения пламени заключается в том, что при горении в предварительно перемешанной смеси испарение капель начинается до прихода фронта пламени, а в режиме I — после прохождения фронта.

Поле температуры, а также распределения температуры и массовой концентрации на оси симметрии показаны на рис. 6 при $S/d_0 = 5$ и $T_a = 500$ К, т. е. при большем расстоянии между частицами и более высокой температуре

окружающей среды по сравнению с предыдущим режимом. В этом режиме пламя после прохождения первой капли попадает в пространство между двумя каплями на линии симметрии, а не распространяется по предварительно перемешанной смеси. Поскольку температура окружающей среды высокая и расстояние между каплями увеличилось, температура на центральной линии высокая (рис. 6,б). Проникновение пламени между каплями интенсифицирует испарение следующей капли еще до прихода на нее фронта пламени. Это приводит к воспламенению слоя газа, сформировавшегося около несгоревшей капли. Такой тип распространения пламени соответствует режиму II. Рис. 7 иллюстрирует переходное состояние этого режима для n -декана в случае $S/d_0 = 4$ и $T_a = 650$ К [9]. В работе [11] данный режим распространения пламени получен численно для n -декана при $S/d_0 = 6$ и $T_a = 300$ К. В этом режиме тепло к несгоревшей частице передается посредством кондуктивной теплопроводности, что способствует более интенсивному испарению. В результате доминирующим временем распространения пламени становится t_c .

На рис. 8 представлены результаты расчета для случая $S/d_0 = 8$ и $T_a = 650$ К. Поскольку температура окружающей среды высока и расстояние между частицами самое большое из всех рассмотренных случаев, слой предварительно перемешанных паров топлива формируется отдельно около каждой частицы. Воспламенение происходит до того, как фронт пламе-

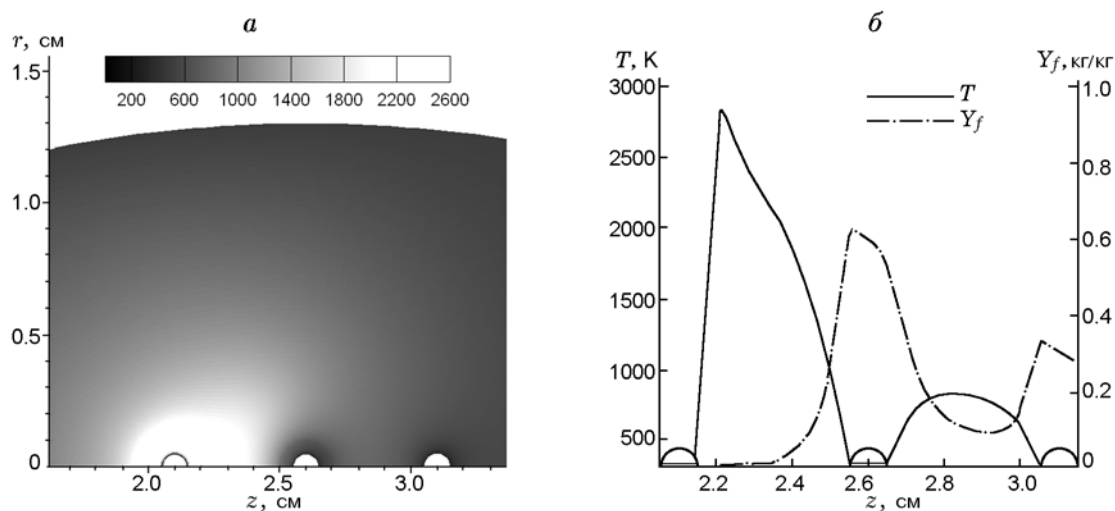


Рис. 6. Контуры температуры (а) и распределения температуры и массовой концентрации паров топлива на оси симметрии (б) при $S/d_0 = 5$, $T_a = 500$ К

ни достигает несгоревшей частицы. В результате пламя распространяется не непрерывно, а ступенчато. Это режим III. Эксперименталь-

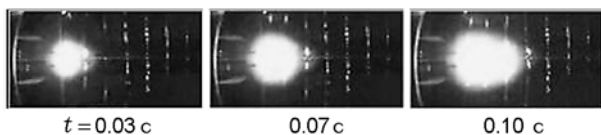


Рис. 7. Распространение пламени в облаке капель n -декана при $S/d_0 = 4$, $T_a = 650$ К [9]

ные результаты для n -декана при $S/d_0 = 16$ и $T_a = 650$ К показаны на рис. 9. Численные данные для этого режима распространения пламени в n -декане получены при $S/d_0 = 10$ и $T_a = 300$ К [11]. В этом режиме, аналогично режиму II, несгоревшие капли начинают испаряться за счет кондуктивной теплопередачи от фронта пламени и преобладающим становится время t_c . При уменьшении температуры окружающей среды и неизменном расстоянии между каплями воспламенение не происходит, име-

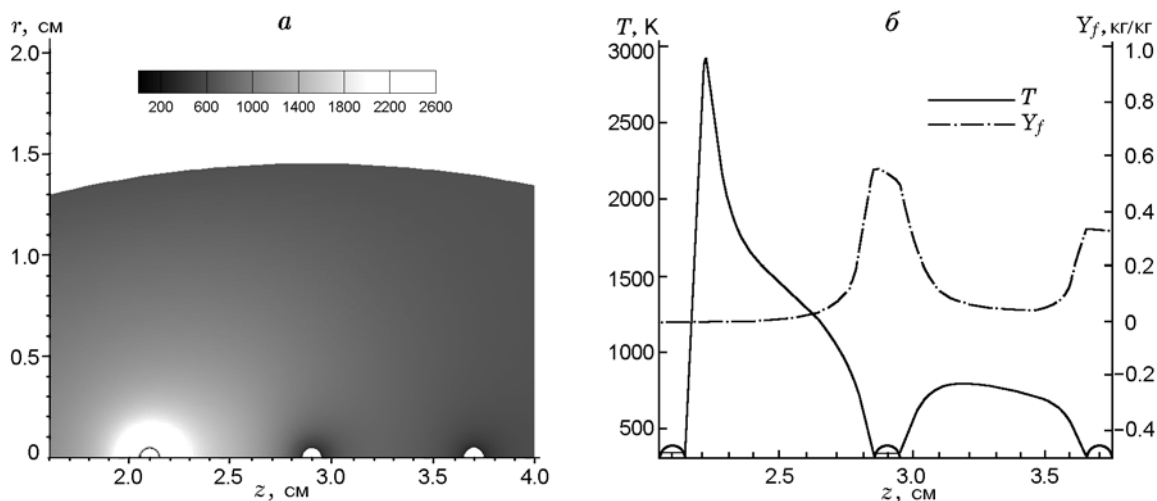


Рис. 8. Контуры температуры (а) и распределения температуры и массовой концентрации паров топлива на оси симметрии (б) при $S/d_0 = 8$, $T_a = 650$ К

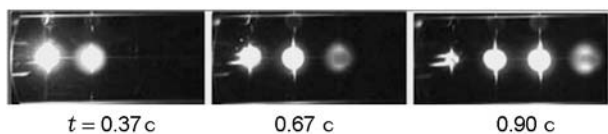


Рис. 9. Распространение пламени в облаке капель *n*-декана при $S/d_0 = 16$, $T_a = 650$ К [9]

ет место только чистое испарение топлива, поскольку паров топлива мало.

Применение модели одностадийной кинетики может привести к более высоким температурам пламени, чем реальные значения в эксперименте. Увеличение температуры пламени может усилить теплопередачу от пламени к несгоревшим каплям. В результате время, необходимое для распространения пламени, существенно уменьшится. Пренебрежение теплопередачей за счет излучения также является важным фактором в завышении значений температуры в расчетах. В экспериментах тепловое излучение пламени в окружающую среду рассматривается как потеря тепла. Ожидается, что применение улучшенной кинетической модели и учет теплопередачи за счет излучения улучшат количественные результаты расчета.

СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Рассмотрим истории фронта пламени в двух режимах. Положение фронта на оси определяется как точка, где скорость реакции максимальна. Скорость распространения пламени варьируется в зависимости от расстояния между каплями и от температуры окружающей среды. В большинстве случаев положение фронта пламени является нелинейной функцией времени; однако для режима распространения пламени в предварительно перемешанной смеси зависимость близка к линейной.

Рис. 10 показывает положение фронта пламени для этого режима при $S/d_0 = 3$, $T_a = 650$ К. Линейная зависимость положения фронта означает, что скорость распространения пламени постоянна. Поскольку расстояние между каплями мало, а температура окружающей среды высока, то пламя распространяется над каплями с постоянной скоростью, не заходя в промежутки между ними.

При $S/d_0 = 8$ и $T_a = 500$ К зависимость $x(t)$ нелинейна (рис. 11). Эта функция разделяется на две части, в которых скорость рас-

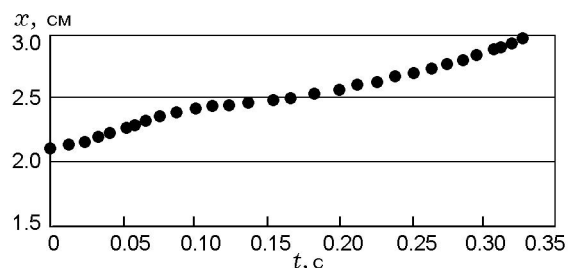


Рис. 10. Положение пламени во времени при $S/d_0 = 3$, $T_a = 650$ К

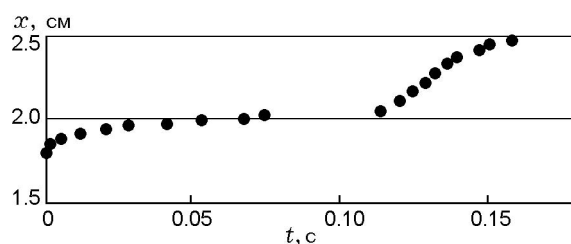


Рис. 11. Положение пламени во времени при $S/d_0 = 8$, $T_a = 500$ К

пространения пламени различна. Разрыв между ними свидетельствует о торможении фронта, поскольку имеется задержка времени воспламенения горючего газа около несгоревшей капли. Затем в результате воспламенения слоя горючего газа наблюдается скачок в движении пламени. Это режим III.

Для определения скорости пламени в облаке капель находили среднюю скорость распространения пламени v_f — среднее значение скоростей движения пламени в каждом интервале от центра капли n до центра капли $n + 1$ [11]. Рис. 12 демонстрирует поведение v_f в зависимости от S/d_0 в расчетах при $T_a = 500$ К. В обоих расчетах v_f имеет максимум (см. рис. 11,

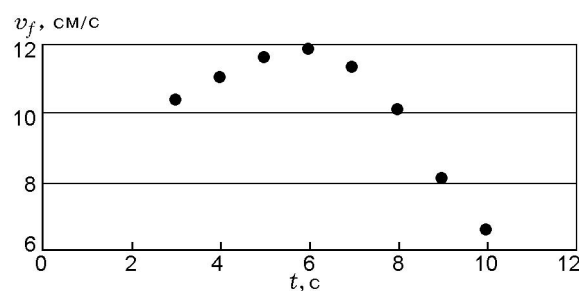


Рис. 12. Средняя скорость распространения пламени в зависимости от расстояния между каплями при $T_a = 500$ К

12) при некотором значении S/d_0 . Такое поведение v_f выявлено экспериментально в [9] в условиях микрогравитации при $T_a = 600$ и 300 К. В расчетах [10] получено аналогичное поведение v_f при $T_a = 573$ К. В качестве топлива в данных случаях использовался n -декан. Наблюдается хорошее качественное соответствие поведения v_f в расчете и эксперименте в условиях микрогравитации. Для того чтобы объяснить появление максимума в зависимости скорости распространения пламени от расстояния между частицами, рассмотрим сначала случай большого расстояния между каплями. Здесь в значении времени распространения пламени, согласно уравнению (18), доминирует время теплопроводности t_c — это время, которое требуется для передачи тепла следующей капле. В данном случае t_c возрастает при увеличении расстояния между каплями [8]. Таким образом, скорость распространения пламени уменьшается с ростом расстояния между каплями. В случае, когда расстояние между каплями мало и скорость пламени растет с увеличением расстояния между ними, время распространения пламени определяется временем нагрева частицы t_h , в отличие от предыдущего случая. При доминировании величины t_h во времени распространения пламени его скорость повышается с увеличением расстояния между каплями [8].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное исследование распространения пламени в облаке капель n -гептана при различных температурах окружающей среды ($T_a = 300, 500$ и 650 К) и варьировании расстояния между каплями ($S/d_0 = 3 \div 8$) в условиях микрогравитации. При малых температуре и расстоянии между каплями вокруг облака формируется слой паров топлива и реализуется непрерывное горение — режим I распространения пламени. С увеличением расстояния между каплями пламя попадает в промежутки между ними, что приводит к улучшению испарения несгоревших капель, — режим II. Для еще больших расстояний между частицами распространение пламени становится разрывным и при увеличении температуры может возникнуть групповое горение — режим III. Рассчитана зависимость скорости распространения пламени от расстояния между каплями при температуре окружающей среды 500 К.

Эта кривая имеет максимум, поскольку составляющие времени распространения пламени зависят от расстояния между частицами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reichenbach R., Squires D., Penner S. S. Flame propagation in liquid-fuel droplet arrays // Proc. Combust. Inst. — 1962. — V. 8. — P. 1068–1073.
2. Brzustowski T. A., Sobiesiak A., Wojcicki S. Flame propagation along an array of liquid fuel droplets at zero gravity // Proc. Combust. Inst. — 1981. — V. 18. — P. 265–273.
3. Okajima S., Kimoto T., Abe K., Yamaguchi S. Experiment on flame spread of droplet array // JSME Trans. — 1981. — V. B47. — P. 2058–2065.
4. Yoshida S., Hara H., Okajima S. Study of flame spread along droplet array at elevated pressure // JSME Trans. — 1989. — V. B55. — P. 1241–1247.
5. Kato S., Kobayashi H., Niioka T. Experiment on flame spread of a fuel droplet array in opposed airflow // Space Forum. — 1998. — V. 4. — P. 33–48.
6. Park J., Kobayashi H., Niioka T. Flame spread behavior of blended fuel droplet array // Intern. J. Energy Res. — 1999. — V. 23. — P. 813–826.
7. Kobayashi H., Park J., Iwahashi T., Niioka T. Numerical study on flame propagation of a fuel droplet array in high temperature environment under microgravity // Proc. Combust. Inst. — 2002. — V. 29. — P. 2603–2610.
8. Mikami M., Oyagi H., Kojima N., Kikuchi M., Wakashima Y., Yoda S. Microgravity experiments on flame spread along fuel-droplet arrays using a new droplet-generation technique // Combust. and Flame. — 2005. — V. 141. — P. 241–252.
9. Mikami M., Oyagi H., Kojima N., Wakashima Y., Kikuchi M., Yoda S. Microgravity experiments on flame spread along fuel-droplet arrays at high temperatures // Combust. and Flame. — 2006. — V. 146. — P. 391–406.
10. Kikuchi M., Arai T., Yoda S., Tsukamoto T., Umemura A., Uchida M., Niioka T. Numerical study on flame spread of an n -decane droplet array in different temperature environment under microgravity // Proc. Combust. Inst. — 2002. — V. 29. — P. 2611–2619.
11. Kikuchi M., Wakashima Y., Yoda S., Mikami M. Numerical study on flame spread of an n -decane droplet array in different temperature environment under microgravity // Proc. Combust. Inst. — 2005. — V. 30. — P. 2001–2009.
12. Chiu H. H., Kim H. Y., Croke E. J. Internal

- group combustion of liquid droplets // Proc. of the Nineteenth Symp. (Intern.) on Combustion. — Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1983. — P. 971–80.
13. **Niioka T., Kobayashi H., Mito D.** Ignition experiment on droplet array in normal and micro-gravity environment // Mechanics and Combustion of Droplet, and Sprays. — New York: Begell House, 1995. — P. 364–375.
14. **Poling B. E., Prausnitz J. M., O'Connell J. P.** The Properties of Gases and Liquids. — 5th ed. — McGraw-Hill, 2004.

*Поступила в редакцию 28/IV 2010 г.,
в окончательном варианте — 10/VIII 2010 г.*
