

## **Влияние коллективных эффектов на испарение и горение капель**

Фролов С. М., Басевич В. Я., Посвянский В. С., Сметанюк В. А.,

Марков В. В., Семенов И.

### **Введение**

Простые модели испарения и горения капли известны достаточно давно (см., например, [1-4]). Такие модели позволяют оценить время жизни капли, температуру пламени, расстояние от поверхности капли до фронта пламени и некоторые другие параметры. Однако применительно к современным задачам, особенно задачам управления горением струй и снижения выхода вредных веществ при горении, простые модели мало эффективны. Для решения таких задач требуются данные о динамике физических и химических процессов в самой капле и ее окрестности.

В серии статей [5-7], посвященных математическому моделированию испарения и горения капли углеводородного горючего, рассмотрена задача о динамике прогрева и испарения одиночной капли жидкости в безграничной газообразной атмосфере. В таком приближении прогрев и газификация жидкости не оказывают влияния на параметры газа вдали от капли, и граничные условия на «внешней» границе расчетной области вокруг капли стационарны. На практике, например, в жидких топливных струях и газовзвесьях, приближение, используемое в [5-7] и цитированных там работах, может нарушаться. В относительно плотных капельных газовзвесьях прогрев и испарение 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 меняться во времени. В этих условиях задача о прогреве и испарении капли, а также о ее воспламенении и горении становится значительно сложнее. В литературе указанные эффекты называют «коллективными» или «струйными».

При моделировании испарения и горения капель с учетом коллективных эффектов используют несколько подходов: рассматривают две или несколько капель [8, 9], регулярную последовательность капель [10, 11], группу беспорядочно расположенных капель [12, 13] или газовзвесь [14]. Достоинства и недостатки этих подходов подробно проанализированы в обзорах [15–18]. Здесь лишь отметим, что наиболее детальное описание полей термодинамических параметров и скорости в пространстве между каплями получено при рассмотрении двух взаимодействующих капель или регулярной (например, линейной) последовательности капель. «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.

В данной работе предложена математическая модель газификации капли, которая приближенно учитывает коллективные эффекты путем модификации граничных условий на внешней границе расчетной области. Математическая постановка задачи подробно описана в [5, 6]. Модель основана на нестационарных дифференциальных уравнениях сохранения вещества и энергии в жидкой и газовой фазах при переменных физических свойствах и не содержит эмпирических параметров. В постановке задачи использована концепция многокомпонентной диффузии и учтено влияние силы поверхностного натяжения жидкости. Модель построена для условий постоянного давления в системе газ – капля.

### **Постановка задачи и метод решения**

Рассмотрим однородную монодисперсную газовзвесь капель однокомпонентной жидкости. В такой газовзвеси все капли имеют одинаковый размер и находятся на одинаковом расстоянии друг от друга. На рис. 1а и 1б 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 параметров невозмущенного газа. До тех пор, пока окружности не сомкнутся (рис. 1а), параметры невозмущенного газа стационарны. Когда диффузионные потоки от разных капель встречаются (рис. 1б), все параметры газа в пространстве между каплями начинают изменяться во времени. Очевидно, что на стадии процесса, показанной на рис. 1а, коллективные эффекты отсутствуют (в приближении постоянного давления). Влияние коллективных эффектов на испарение капель появляется на стадии процесса, показанной на рис. 1б. Ввиду симметрии задачи, можно выделить элементарную ячейку (показана штриховой линией на рис. 1б), через поверхность которой отсутствуют потоки энергии и вещества. Характерный размер ячейки  $R_c$  – половина расстояния между каплями. На плоскости эта ячейка имеет форму правильного шестиугольника, а в пространстве – правильного многогранника с 20 гранями в виде равносторонних треугольников со стороной  $R_c$ . Таким образом, для учета коллективных эффектов необходимо, вообще говоря, решать трехмерную задачу с «внешними» граничными условиями нулевых потоков вещества и энергии через грани такой элементарной ячейки. Объем  $V_c$  и площадь поверхности  $S_c$  трехмерной ячейки равны:

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

Для визуализации картины течения в такой ячейке решили нестационарную трехмерную задачу о поле ламинарного течения вокруг пористой сферы с радиальной подачей газа, моделирующей испаряющуюся каплю [19]. Расчеты показали, что поле течения в расчетной области очень близко к одномерному сферически симметричному полю. Отклонения от одномерности наблюдались лишь в окрестности вершин ячейки, где имелись тангенциальные потоки энергии и незначительные тангенциальные конвективные потоки. В связи с этим вместо решения трехмерной задачи в [19] было предложено решать сферически симметричную задачу с

граничными условиями нулевых потоков вещества и энергии через поверхность сферы, которая моделирует элементарную ячейку-многогранник.

Ячейку-многогранник заменяли сферической элементарной ячейкой радиусом  $R$ , объемом  $V = \frac{4}{3}\pi R^3$  и с площадью поверхности  $S = 4\pi R^2$ . Из условия равенства объемов сферы и многогранника  $V = V_c$  следует, что радиус

сферы  $R = \left(\frac{5\sqrt{2}}{4\pi}\right)^{1/3} R_c \approx 0.826R_c$ . При этом площади поверхности многогран-

ника и сферы отличаются на 1%, т.е.  $S/S_c \approx 0.99$ . Несмотря на то, что в принятом приближении не учитываются тангенциальные потоки вещества и энергии в ячейке-многограннике, можно ожидать, что приближенное решение задачи все же будет отражать основные закономерности тепло- и массообменных процессов в газозвеси<sup>1</sup>.

Постановка одномерной сферически симметричной задачи полностью совпадает с постановкой, описанной в [5, 6]. В начальный момент времени  $t = 0$  радиус элементарной ячейки-многогранника  $R_c$  находили по массовому содержанию жидкости в единице объема газозвеси  $\eta \ll \rho_l$  и начальному радиусу капли  $r_{s0}$ :

$$R_c \approx \left(\frac{4\pi}{5\sqrt{2}}\right)^{1/3} r_{s0} (\rho_l / \eta)^{1/3} \approx 1.211 r_{s0} (\rho_l / \eta)^{1/3} \quad (1)$$

или по коэффициенту избытка горючего (по массе)  $\Phi = \eta / (\phi_{st} \rho_g)$ :

$$R_c \approx \left(\frac{4\pi}{5\sqrt{2}}\right)^{1/3} r_{s0} [\rho_l / (\rho_g \Phi \phi_{st})]^{1/3} \approx 1.211 r_{s0} [\rho_l / (\rho_g \Phi \phi_{st})]^{1/3} \quad (2)$$

---

<sup>1</sup> Подчеркнем, что представленные соображения справедливы для локальной области газозвеси с однородным пространственным распределением монодисперсных капель. В практических неоднородных двухфазных течениях с полидисперсными каплями ввиду динамического расслоения фракций, по-видимому, тоже можно выделить локальные области, в пределах которых выполняются предпосылки обсуждаемой модели.

где  $\rho_g$  – плотность газа, а  $\phi_{st}$  – стехиометрическое соотношение (по массе) топлива и воздуха<sup>2</sup>. Для радиуса сферической элементарной ячейки вместо (1) и (2) получим:

$$R \approx r_{s0}(\rho_l / \eta)^{1/3} \quad (3)$$

$$R \approx r_{s0}[\rho_l / (\rho_g \Phi \phi_{st})]^{1/3} \quad (4)$$

При нормальных условиях для стехиометрических воздушных смесей углеводородных топлив  $\rho_g = 1.19$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_l = 700 - 800$  кг/м<sup>3</sup>,  $\phi_{st} \approx 0.06$  и  $\Phi = 1$ , следовательно, в таких смесях  $\eta = \eta_{st} \approx 0.07 - 0.08$  кг/м<sup>3</sup>,  $R_c / r_{s0} \approx 25 - 27$  и  $R / r_{s0} \approx 21 - 22$ . При повышенных давлениях, например, в конце такта сжатия в дизеле ( $\rho_g \approx 30$  кг/м<sup>3</sup>)  $R_c / r_{s0} \approx 9$  и  $R / r_{s0} \approx 8$ .

Поскольку постановка задачи в [5, 6] предполагает постоянство давления  $p = const$ , параметр  $R$  (и  $R_c$ ) зависит от времени, т.е.  $R = R(t)$ . Текущее значение  $R(t)$  определяли в процессе решения задачи, позволяя границе элементарной ячейки двигаться со средней скоростью газа в точке  $r = R$ . Таким образом, условия на границе элементарной ячейки записывали в виде:

$$r = R(t): \quad \frac{\partial T_g}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial Y_j}{\partial r} = 0 \quad (j = 1, 2, \dots, M) \quad (5)$$

где  $T$  - температура,  $Y_j$  - массовая доля  $j$ -го компонента в газе,  $M$  – число компонентов в газе, индекс  $g$  относится к газу. Условия (5) отличаются от аналогичных условий в [5, 6] тем, что здесь потоки энергии и вещества прекращаются на конечном расстоянии от капли  $r = R$ , а не при  $r \rightarrow \infty$ , как в [5, 6].

Начальные условия ( $t = 0$ ) записывали так:

---

<sup>2</sup> Параметры  $\eta$  и  $\Phi$  можно трактовать и как локальные параметры в неоднородных газовзвесах.

$$\begin{aligned}
r_s(0) &= r_{s0} \\
r < r_{s0}, \quad T_l(r,0) &= T_{l0} \\
r > r_{s0}, \quad T_g(r,0) &= T_{g0} \\
R \geq r > r_{s0}, \quad Y_j(r,0) &= Y_{j0} \quad j = 1, 2, \dots, M
\end{aligned} \tag{6}$$

где индекс  $l$  относится к жидкости. Условия (6) предусматривают ненулевое начальное содержание пара жидкости  $Y_{f0}$  в газовой фазе, где индекс  $f$  здесь и далее относится к пару жидкости.

Для численного решения задачи, включающей уравнения многокомпонентной диффузии в газе, уравнения теплопроводности в газе и жидкости и уравнение неразрывности в газе, использовали конечно-разностный метод и метод последовательных приближений, описанные в [5, 6]. При исследовании горения капли в постановку задачи включали уравнения кинетики химических реакций [20].

## Результаты расчетов

Расчеты проводили для капель  $n$ -гептана  $C_7H_{16}$  и  $n$ -тетрадекана  $C_{14}H_{30}$  – первичных углеводородов, часто используемых для моделирования моторных топлив. Воздух считали смесью азота и кислорода с отношением мольных концентраций 3.76. Исследовали влияние коэффициента избытка горючего  $\Phi$  в капельной газозвеси.

На рис. 2 и 3 на примере капельных газозвесей  $n$ -гептана и  $n$ -тетрадекана показаны типичные расчетные распределения температуры и концентрации пара жидкости. При  $R = 0.573$  мм ( $R_c / r_{s0} \approx 20$ ) капля  $n$ -гептана ( $\Phi = 4.25$ ,  $\eta \approx 0.156$  кг/м<sup>3</sup>) испаряется полностью, а капля  $n$ -тетрадекана ( $\Phi = 4.75$ ,  $\eta \approx 0.174$  кг/м<sup>3</sup>) испаряется лишь частично, что отражено на рис. 4, иллюстрирующем регрессию поверхности капель  $d_s^2$  ( $d_s = 2r_s$  – текущий диаметр капли) со временем.

В обоих случаях испарение капли происходит при непрерывном уменьшении температуры газа и увеличении концентрации пара жидкости в элементарной ячейке (см. рис. 2 и 3). Уменьшение разности температур газа и

капли приводит к снижению интенсивности межфазного теплообмена. Уменьшение разности концентраций пара жидкости на поверхности капли и в объеме ячейки приводит к уменьшению интенсивности межфазного массообмена. Суммарный эффект – прогрессирующее снижение скорости испарения капли.

Особенно наглядно этот эффект проявляется для менее летучего *n*-тетрадекана (рис. 3). В момент времени *b* на рис. 3а и 3в, когда температура газа уже мало отличается от температуры капли, а концентрация пара жидкости в объеме ячейки – от концентрации пара у поверхности капли, скорость испарения капли замедляется почти в 10 раз по сравнению со скоростью испарения той же капли в безграничной атмосфере (при  $\eta \rightarrow 0$  или  $\Phi \rightarrow 0$ ). С течением времени (см. рис. 3б и 3г) условия в элементарной ячейке приближаются к термодинамическому равновесию, время жизни капли (время до ее полного испарения) возрастает неограниченно, а размер капли  $d_s$  стремится к равновесному размеру  $d_{se}$ :  $d_s \rightarrow d_{se}$ . В процессе прогрева капли наступает момент (кривые 4 на рис. 3а и 3в), когда средняя температура жидкости начинает снижаться. Это связано с тем, что отток пара жидкости от поверхности капли стимулирует фазовый переход. Ввиду низких тепловых потоков из газовой фазы теплота фазового перехода на поверхности капли частично компенсируется за счет внутренней энергии жидкости. Последнее проявляется в том, что в жидкости возникают тепловые потоки, направленные от центра капли к ее поверхности. В условиях рис. 3 падение средней температуры жидкости на заключительной стадии процесса испарения (от момента времени 4 на рис. 3а до 13 на рис. 3б) достигает 14 К.

На рис. 5 и 6 показана расчетная динамика регрессии поверхности капель *n*-гептана (рис. 5) и *n*-тетрадекана (рис. 6) в виде графиков  $(d_s / d_{s0})^2$  от времени при разных значениях коэффициента избытка горючего  $\Phi$  (или  $\eta$ ). Во всех расчетах принимали  $T_{l0} = 293.15$  К,  $T_{g0} = 573.15$  К и  $p = 0.1$  МПа. Из рассмотрения рисунков следует три важных вывода: во-первых, при учете

коллективных эффектов капли испаряются всегда медленнее, чем в безграничной атмосфере; во-вторых, квазистационарный закон (1), вообще говоря, не выполняется; и в-третьих, для каждой жидкости существует коэффициент  $\Phi_m$  (или  $\eta_m$ ), такой, что при  $\Phi > \Phi_m$  (или  $\eta > \eta_m$ ) капли испаряются лишь частично. Первый и второй выводы подтверждены экспериментально [21] для линейной монодисперсной струйки капель этанола, подаваемой вертикально вверх вдоль вертикальной нагреваемой пластины. Отметим, что в линейной струйке экранирующее влияние соседних капель меньше, чем в однородной газозвеси.

На рис. 7 показаны расчетные зависимости равновесных размеров капель *n*-гептана (а) и *n*-тетрадекана (б),  $d_{se}/d_{s0}$ , от коэффициента избытка горючего  $\Phi$  в газозвеси при начальном давлении  $p = 0.1$  МПа и температурах воздуха  $T_{g0} = 573.15$  К (кривые 1) и  $773.15$  К (кривые 2). При  $\Phi \leq \Phi_m$  капли испаряются полностью, т.е.  $d_{se} = 0$ . При  $\Phi > \Phi_m$  капли испаряются лишь частично и  $d_{se}/d_{s0} > 0$ . Кроме  $\Phi_m$ , для каждой жидкости существует такой коэффициент избытка горючего  $\Phi_*$ , при котором равновесный размер капли в газозвеси мало отличается от начального размера капли, т.е.  $|1 - d_{se}/d_{s0}| < \varepsilon$ , где  $\varepsilon$  – малое число, например, 0.05. Для *n*-гептана и *n*-тетрадекана  $\Phi_m$  и  $\Phi_*$  принимают значения, указанные в Табл. 1. При нормальном давлении и  $T_{g0} = 573.15$  К указанные в таблице значения  $\Phi_*$  соответствуют газозвесям *n*-гептана и *n*-тетрадекана с плотностью  $\eta > \eta_* = 1.28$  кг/м<sup>3</sup> и  $0.35$  кг/м<sup>3</sup>, соответственно. Это означает, что в газозвесах такой и более высокой плотности испарение капель сильно ограничено.

Влияние начальной температуры воздуха  $T_{g0}$  на значения  $\Phi_m$  и  $\Phi_*$  связано с тем, что при высоких  $T_{g0}$  капля прогревается до более высокой температуры и испаряется быстрее. Влияние давления воздуха на испарение капли исследовано в [19]. С ростом давления возрастает роль теплового

расширения капли, которое приводит к увеличению ее размера на начальной стадии процесса. С ростом давления уменьшаются и параметры  $\Phi_m$  и  $\Phi_*$ . Например, в условиях конца такта сжатия в дизеле в ядре жидкой топливной струи на расстоянии 5–30 мм от сопла форсунки  $\eta \approx 20 - 5 \text{ кг/м}^3$  [22, 23], и  $\Phi = 10.0 - 2.5$ . В этих условиях, учитывая обнаруженные тенденции, капли в ядре струи, по-видимому, практически не испаряются.

На рис. 8 показан пример расчета горения капли н-гептана при  $\Phi = 0$  (сплошные кривые) и  $\Phi = 1.1$  (штриховые кривые) [20]. Из рис. 8 видно, что температура и динамика пламени вокруг капли зависят от плотности газозвеси. В плотной газозвеси температура пламени вокруг капли значительно отличается от температуры горения одиночной капли, особенно на заключительной стадии процесса. При горении одиночной капли радиус пламени (расстояние до точки с максимальной температурой) стабилизируется на значении, близком к  $8r_{s0}$ , тогда как в газозвеси пламя распространяется до границы элементарной ячейки ( $\approx 40r_{s0}$ ), потребляя весь имеющийся кислород воздуха в реакциях окисления паров топлива. В плотных газозвесах, обогащенных горючим, сгорает лишь часть испаренного топлива. Пары несгоревшего топлива, смешиваясь с горячими продуктами сгорания, термически разлагаются. Вследствие этого, а также ввиду значительного отличия в поведении температуры пламени для одиночной капли и капли в газозвеси, при изучении эмиссии вредных веществ (NO, CO, сажи и др.) необходимо учитывать коллективные эффекты.

## **Заключение**

В задаче об испарении и горении капли углеводородного топлива учтено влияние коллективных эффектов. Показано, что при рассмотрении однородной монодисперсной газозвеси можно выделить элементарную ячейку, через поверхность которой отсутствуют потоки энергии и вещества. Ячейка имеет форму правильного многогранника с гранями в виде равносторонних треугольников. Трехмерный расчет поля течения вокруг

пористой сферы, моделирующей испаряющуюся каплю, показал, что в элементарной ячейке течение близко к одномерному за исключением окрестностей угловых точек многогранника. В связи с этим вместо решения трехмерной задачи о газификации капли предложено решать сферически симметричную задачу с граничными условиями нулевых потоков вещества и энергии через поверхность «эквивалентной» сферы, моделирующей элементарную ячейку-многогранник.

Проведены расчеты испарения и горения капель *n*-гептана и *n*-тетрадекана – первичных углеводородов, часто используемых для моделирования моторных топлив. Исследовали влияние коэффициента избытка горючего в капельной газозвеси. Показано, что (1) при учете коллективных эффектов капли испаряются всегда медленнее, чем в безграничной атмосфере; (2) квазистационарный закон испарения, вообще говоря, не выполняется; (3) существуют коэффициенты избытка горючего, при которых капли испаряются лишь частично или практически не испаряются; (4) характер изменения температуры и радиуса пламени вокруг одиночной капли и капли в газозвеси существенно различается.

В многомерных расчетах двухфазных капельных течений часто используют модели испарения и горения капель в безграничной атмосфере, не учитывая коллективные эффекты. Полученные результаты свидетельствуют о том, что применение законов испарения и горения одиночной капли к условиям в плотных жидких струях может приводить к некорректным результатам. В существующие упрощенные модели испарения капель следует вводить поправки на коллективные эффекты.

Работа частично выполнена в рамках Программы №3 фундаментальных исследований Отделения математических наук РАН. Виктор Павлович Коробейников неоднократно обращал внимание на важную роль коллективных эффектов в динамике газозвесей, в частности, в задаче о смесеобразовании в расслоенных двухфазных системах. Авторы посвящают

данную работу доброй памяти В. П. Коробейникова – замечательного ученого, коллеги и учителя.

## Список литературы

1. Варшавский Г.А.//Труды НИИ-1. 1945. №6.
2. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Изд-во АН СССР. 1947. 2-е изд. М.: Наука. 1961. 491 С.
3. Godsave G.A.E. // Proc. 4<sup>th</sup> Symposium (Intern.) on Combustion. Baltimore, MD: Williams and Wilkins Co. 1953. P. 818.
4. Spalding D.B. // Proc. 4<sup>th</sup> Symposium (Intern.) on Combustion. Baltimore, MD: Williams and Wilkins Co. 1953. P. 847.
5. Басевич В. Я., Беляев А. А., Евлампиев А. В., Посвянский В. С., Фролов С. М. // Химическая физика. 2002. Т. 21. №3. С. 58.
6. Фролов С. М., Посвянский В. С., Басевич В. Я., Беляев А. А., Сметанюк В. А., Марков В. В., Семенов И. В. // Химическая физика. 2004. Т. 23. № 4. С.
7. Сметанюк В. А., Фролов С. М. // Химическая физика. 2004. Т. 23. №
8. Twardus E. M., Brzustowski T. A. // Archiwum Processow Spalania. 1977. Vol. 8. P. 347.
9. Dwyer H. A., Nirschl H., Kersch P., Denk V. // Proc. 25<sup>th</sup> Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute, Pittsburgh, PA. 1994. P. 389.
10. Marberry M., Ray A. K., Leung K. // Combustion and Flame. 1984. Vol. 57. P. 237.
11. Sivasankaran K., Seetharamu K. N., Natarajan R. // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1996. Vol. 39. P. 3949.
12. Chiu H. H., Liu T. M. // Combustion Science and Technology. 1977. Vol. 17. P. 127.
13. Correa S. M., Sichel M. // Proc. 19<sup>th</sup> Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute, Pittsburgh. 1983. P.
14. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука. 1987.
15. Law C.K. // Progress in Energy and Combustion Sciences. 1982. Vol. 8. No. 2. P. 171.
16. Sirignano W. A. // Progress in Energy and Combustion Sciences. 1984. Vol. 9. P. 291.

17. Bachalo W. D. // Proc. 25<sup>th</sup> Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute, Pittsburgh, PA. 1994. P. 333.
18. Mashayek F., Pandya R. V. R. // Progress in Energy and Combustion Sciences. 2003. Vol. 29. P. 329.
19. Сметанюк В. А., Фролов С. М. Химическая физика, 2004, том 23, №7, с. 40-48.
20. Frolov S. M. In: Progress in Combustion and Detonation. Ed. by A. Borisov, S. Frolov, and A. Kuhl. Moscow, Torus Press, 2004, 170-172.
21. Atthasit A., Doue N., Biscos Y., Lavergne G., Berlemont A. // Combustion and Atmospheric Pollution / Ed. by G.D. Roy, S. M. Frolov, and A. M. Starik. Torus Press, Moscow. 2003. P. 214.
22. Desantes J. M., Arregle J., Pastor J. V. // Fuel spray studies / Warrendale, PA: SAE Inc., 1997. P. 297 (SAE Paper 970797).
23. Скрипник А. А., Фролов С. М., Кавтарадзе Р. З., Эфрос В. В. // Химическая физика. 2004. Т. 23. №1. С. 54.

**Таблица 1:** Расчетные значения коэффициентов  $\Phi_m$  и  $\Phi_*$  для газозвесей *n*-гептана и *n*-тетрадекана при  $T_{l0} = 293.15$  К,  $p = 0.1$  МПа и  $d_{s0} = 70$  мкм

	C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>		C <sub>14</sub> H <sub>30</sub>	
	573.15	773.15	573.15	773.15
$T_{g0}, \text{ К}$	573.15	773.15	573.15	773.15
$\Phi_m$	8.0	14.0	3.5	6.5
$\Phi_*$	35.0	50.0	9.5	18.0

## Подписи под рисунками

**Рис. 1:** К определению элементарной расчетной ячейки в однородной монодисперсной капельной газозвеси. Черные кружки соответствуют каплям. Окружности вокруг капель характеризуют глубину проникновения диффузионных потоков. (а) коллективные эффекты отсутствуют

**Рис. 2:** Расчетные распределения температуры (а) и концентрации пара жидкости (б) при испарении капли *n*-гептана в воздухе при  $T_{l0} = 293.15$  К,  $T_{g0} = 573.15$  К,  $p = 0.1$  МПа,  $d_{s0} = 70$  мкм и  $\Phi = 4.25$ ; 0 –  $t = 0$ ; 1 – 2 мс, 2 – 10 мс, 3 – 20 мс, 4 – 30 мс, 5 – 40 мс, 6 – 50 мс.

**Рис. 3:** Расчетные распределения температуры (а), (б) и концентрации пара жидкости (в), (г) при испарении капли *n*-тетрадекана в воздухе при  $T_{l0} = 293.15$  К,  $T_{g0} = 573.15$  К,  $p = 0.1$  МПа,  $d_{s0} = 70$  мкм и  $\Phi = 4.75$ ; 0 –  $t = 0$ ; 1 – 5 мс, 2 – 10 мс, 3 – 20 мс, 4 – 40 мс, 5 – 70 мс, 6 – 95 мс, 7 – 100 мс, 8 – 145 мс, 9 – 195 мс, 10 – 245 мс, 11 – 295 мс, 12 – 395 мс, 13 – 1095 мс.

**Рис. 4:** Расчетная динамика регрессии поверхности капли *n*-гептана (кривая  $C_7H_{16}$ ) и *n*-тетрадекана (кривая  $C_{14}H_{30}$ ) при испарении в воздухе:  $T_{l0} = 293.15$  К,  $T_{g0} = 573.15$  К,  $p = 0.1$  МПа,  $d_{s0} = 70$  мкм и  $\Phi = 4.25$  ( $C_7H_{16}$ ) и  $\Phi = 4.75$  ( $C_{14}H_{30}$ )

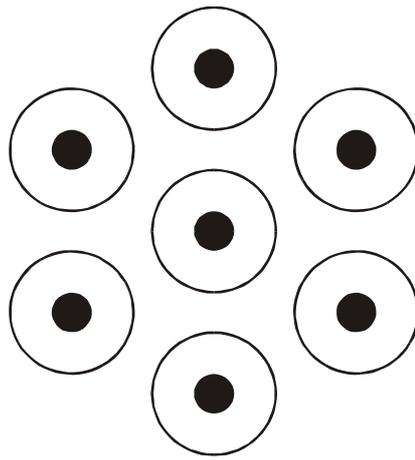
**Рис. 5:** Расчетная динамика регрессии поверхности капли *n*-гептана при испарении в воздухе в зависимости от коэффициента избытка горючего  $\Phi$  (расстояния между каплями  $R_c / r_{s0}$ ) при  $d_{s0} = 70$  мкм,  $T_{l0} = 293.15$  К,  $T_{g0} = 573.15$  К и  $p = 0.1$  МПа. 1 –  $\Phi = 0$  ( $R_c / r_{s0} \rightarrow \infty$ ), 2 – 1.06 (31.5), 3 – 2.12 (25), 4 – 4.25 (20), 5 – 8.5 (15.7), 6 – 17.0 (12.5).

**Рис. 6:** Расчетная динамика регрессии поверхности капли *n*-тетрадекана при испарении в воздухе в зависимости от коэффициента избытка горючего  $\Phi$  (расстояния между каплями  $R_c / r_{s0}$ ) при  $d_{s0} = 70$  мкм,  $T_{l0} = 293.15$  К,

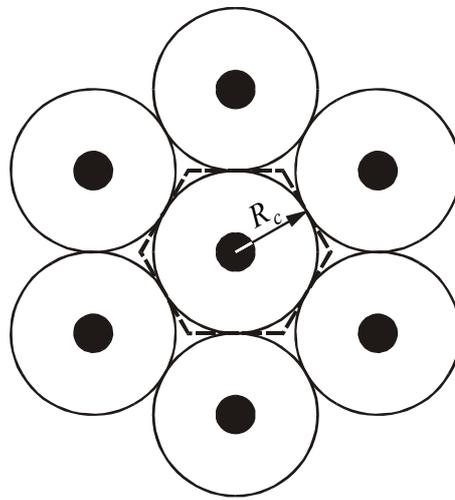
$T_{g0} = 573.15$  К и  $p = 0.1$  МПа. 1 –  $\Phi = 0$  ( $R_c/r_{s0} \rightarrow \infty$ ), 2 – 0.6 (40.0), 3 – 1.2 (31.5), 4 – 2.4 (25), 5 – 4.75 (20), 6 – 9.5 (15.7).

**Рис. 7:** Расчетные зависимости равновесных размеров капель *n*-гептана (а) и *n*-тетрадекана (б)  $d_{se}/d_{s0}$  от коэффициента избытка горючего  $\Phi$  в газозвеси при  $p = 0.1$  МПа,  $T_{l0} = 293.15$  К и  $d_{s0} = 70$  мкм. 1 –  $T_{g0} = 573.15$  К, 2 – 773.15 К.

**Рис. 8** Сравнение расчетной температуры пламени (а) и расчетных безразмерных радиусов пламени и капли  $r/r_{s0}$  и  $r_s/r_{s0}$  (б) для изолированной капли (сплошные кривые,  $\Phi=0$ ) и капли в газозвеси (штриховые кривые,  $\Phi = 1.1$ ). Топливо: *n*-гептан, окислитель: воздух, начальные давление и температура: 0.1 МПа и 300 К;  $r_{s0} = 0.25$  мм

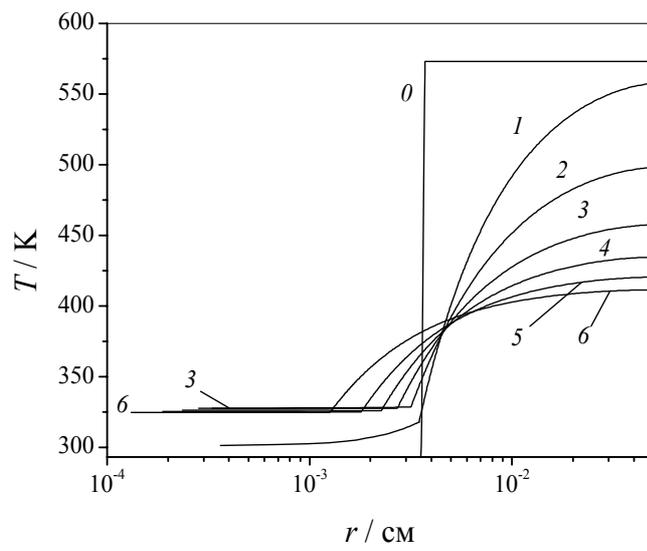


(a)

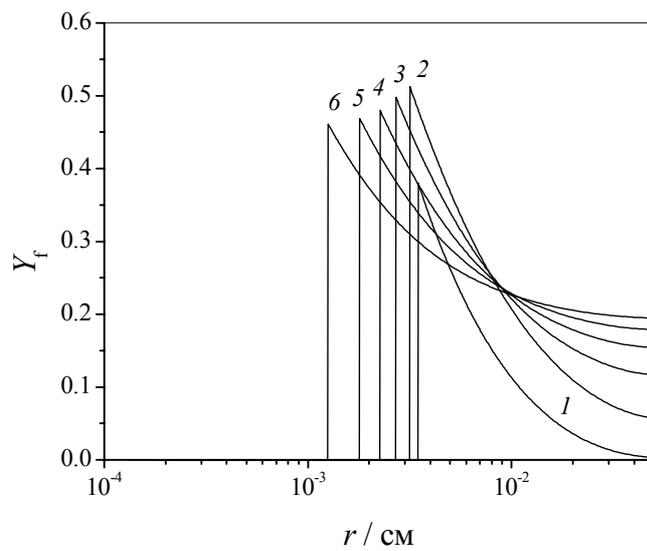


(б)

Рис. 1

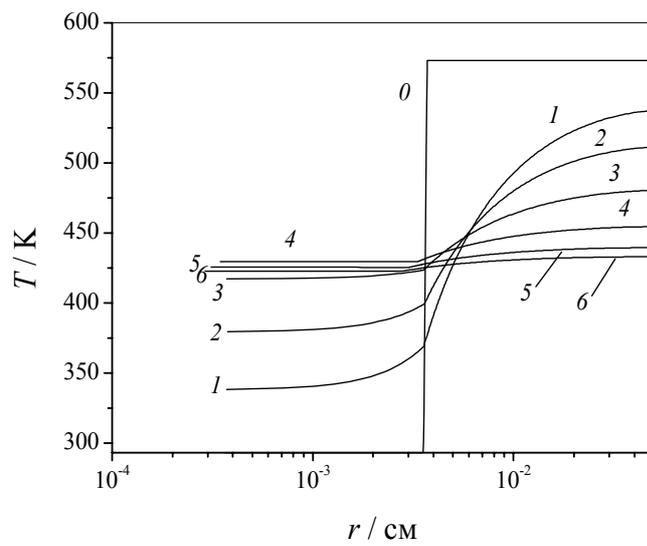


(a)

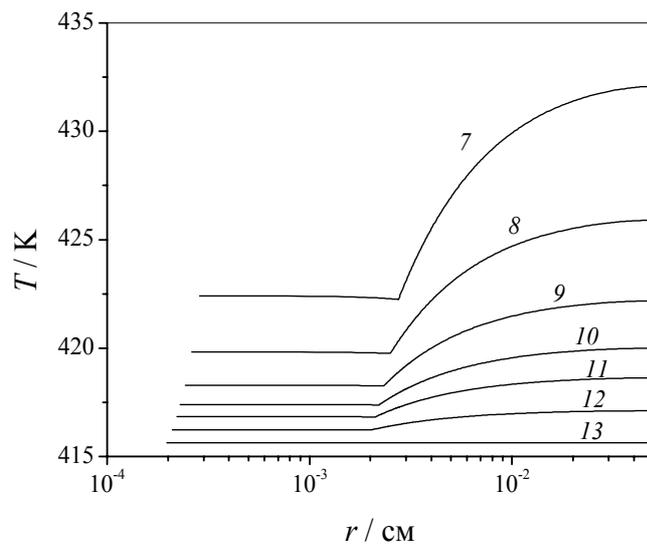


(б)

Рис. 2

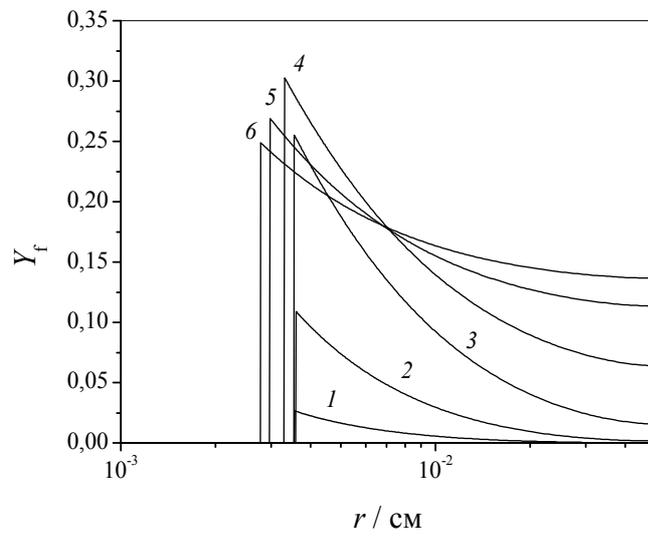


(a)

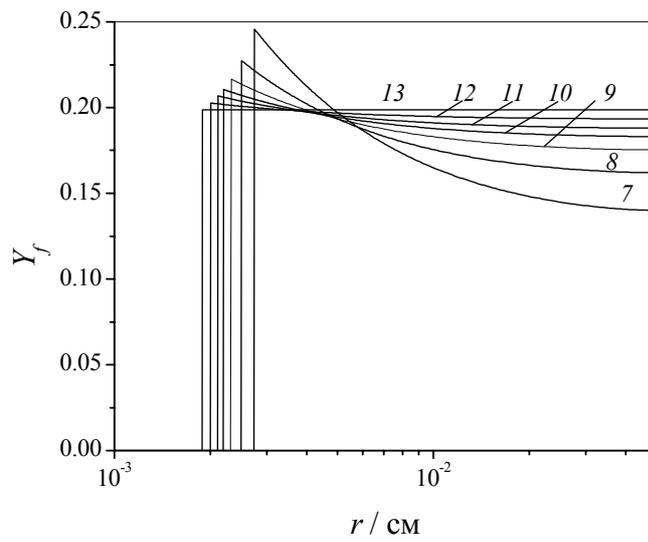


(б)

Рис. 3



(б)



(в)

Рис. 3 (продолжение)

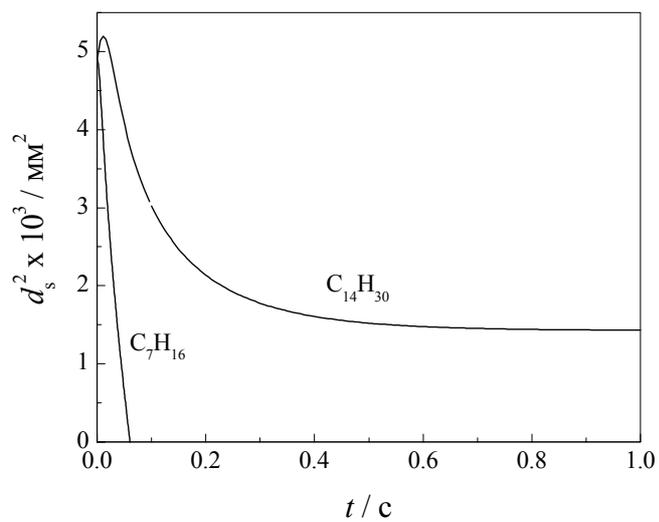


Рис. 4

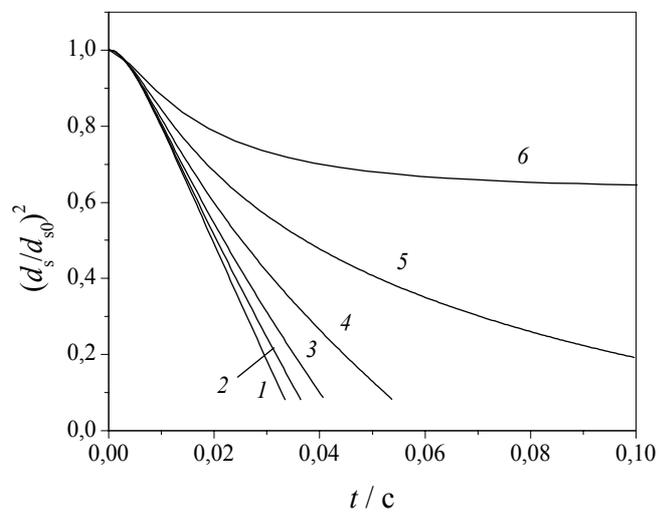


Рис. 5

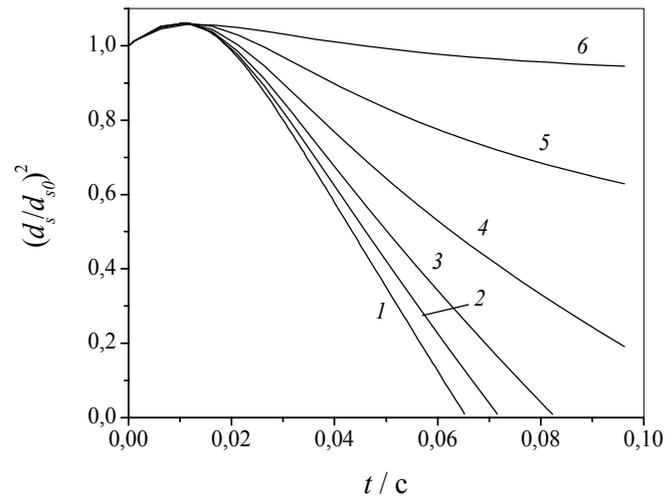
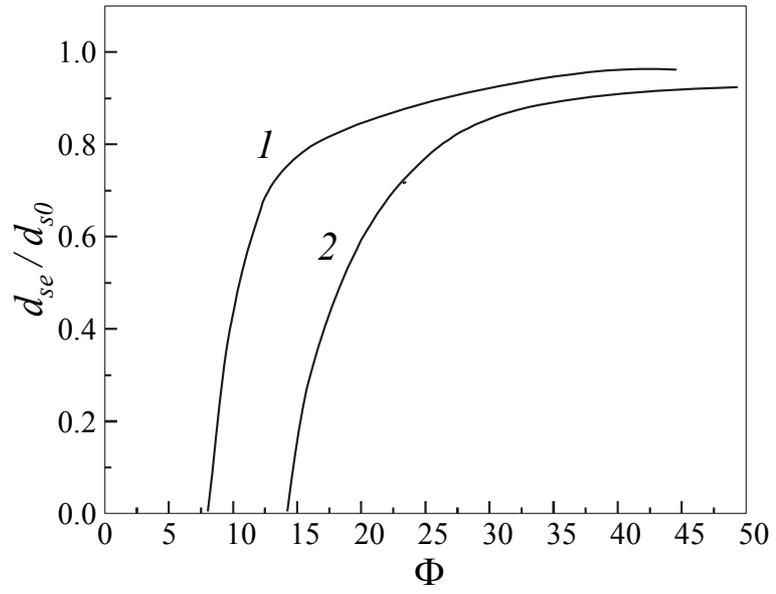
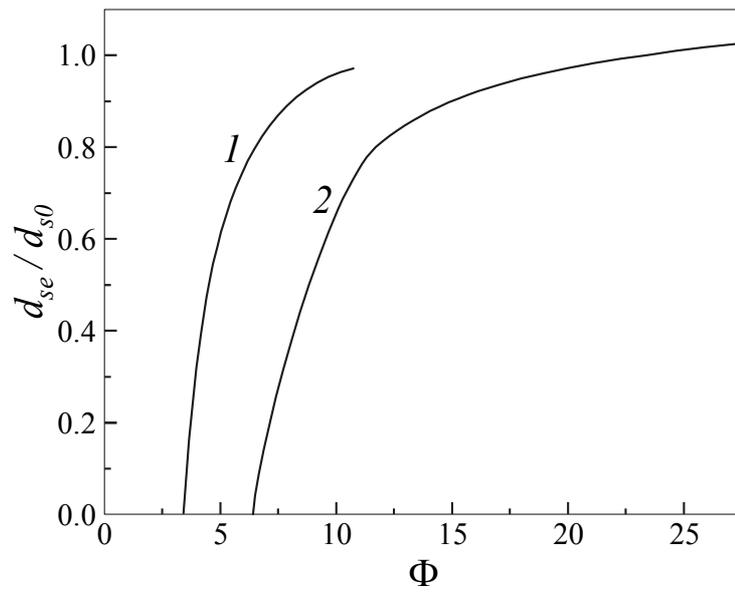


Рис. 6



(a)



(б)

Рис. 7

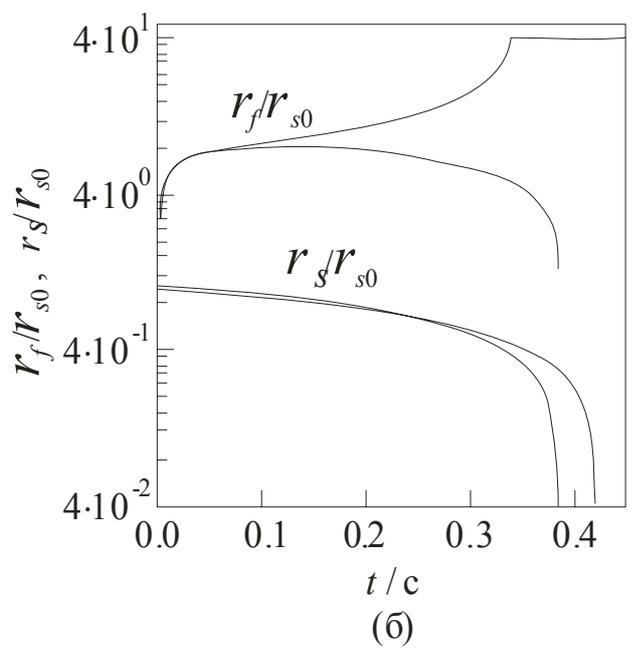
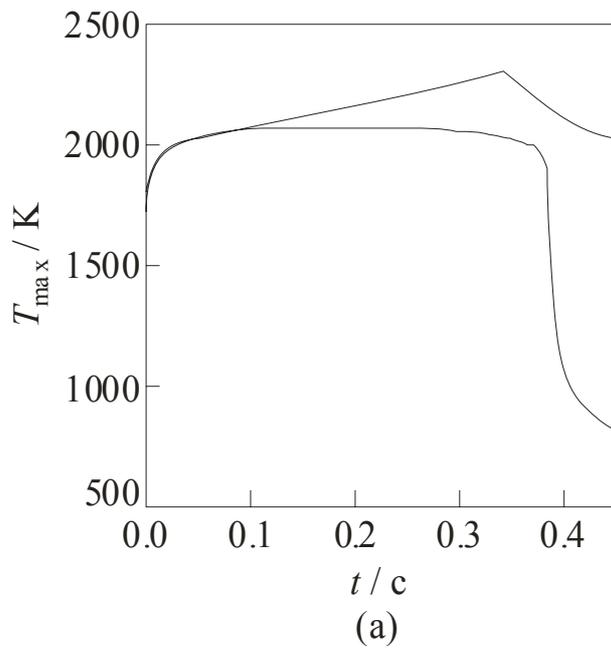


Рис. 8