

# Математическая физика

УДК 536.46:532.517.4

A. С. АСКАРОВА, М. Ж. РЫСПАЕВА, С. А. БОЛЕГЕНОВА, И. Э. ВОЛОШИНА

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВПРЫСКА ЖИДКОГО ТОПЛИВА

Проведено исследование дисперсии впрыска и влияние впрыскиваемой массы жидкого топлива на самовоспламенение и горение в камере сгорания на основе решения дифференциальных уравнений турбулентного реагирующего течения.

**Введение.** Проблема моделирования горения жидкых распыленных топлив является актуальной задачей в связи с их широким использованием в различных двигателях в качестве автомобильного, авиационного, дизельного и ракетного топлив. При горении жидких топлив может быть выделено несколько его стадий [1, 2]. На первой стадии происходит впрыск топлива в камеру сгорания через форсунку с распылением на мелкие капли. Затем происходит испарение капель и смешение их с окислителем, после чего происходит самовоспламенение и горение топливовоздушной смеси [3, 4].

Математическое моделирование горения жидкых топлив является сложной задачей, так как требует учета большого количества сложных взаимосвязанных процессов и явлений: многоступенчатые цепные химические реакции, перенос импульса, тепла и массы путем конвекции, молекулярный перенос, излучение, турбулентность, испарение жидких капель и т.д. [5].

В работе проведено исследование дисперсии и горения впрыска жидкого топлива на основе численного решения системы дифференциальных трехмерных уравнений турбулентного реагирующего течения с помощью программы KIVA-II для численного расчета двух- и трехмерных, реагирующих жидкых потоков с впрысками.

**Математическая модель.** Математическая модель задачи о дисперсии и горении впрыска жидкого топлива [5–8, 10] включает в себя уравнение неразрывности для компонента  $m$  (1), уравнение импульса (2), уравнение энергии (3), уравнения к- $\epsilon$  модели турбулентности (4–5):

уравнение неразрывности для компоненты  $m$ :

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho_m u) = \vec{\nabla} \left[ \rho D \vec{\nabla} \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right) \right] + \dot{\rho}_m^c + \dot{\rho}^s \delta_{ml}, \quad (1)$$

уравнение импульса:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \bar{u})}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \bar{u} \bar{u}) = \\ = -\frac{1}{a^2} \vec{\nabla} p - A_0 \vec{\nabla} \left( \frac{2}{3} \rho k \right) + \vec{\nabla} \bar{\sigma} + \vec{F}^s + \rho \vec{g}, \quad (2) \end{aligned}$$

уравнение энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho I)}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \bar{u} I) = \\ = -p \vec{\nabla} \bar{u} + (1 - A_0) \sigma \vec{\nabla} \bar{u} - \vec{\nabla} \bar{J} + A_0 \rho \varepsilon + \dot{Q}^c + \dot{Q}^s, \quad (3) \end{aligned}$$

$$\text{где } \bar{J} = -K \nabla T - \rho D \sum_m h_m \nabla \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right),$$

уравнения к- $\epsilon$  модели турбулентности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \bar{u} k) = -\frac{2}{3} \rho k \vec{\nabla} \bar{u} + \bar{\sigma} : \vec{\nabla} \bar{u} + \\ + \vec{\nabla} \left[ \left( \frac{\mu}{Pr_k} \right) \vec{\nabla} k \right] - \rho \varepsilon + \dot{W}^s, \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \bar{u} \varepsilon) = -\left( \frac{2}{3} c_{\varepsilon_l} - c_{\varepsilon_s} \right) \rho \varepsilon \vec{\nabla} \bar{u} + \\ + \vec{\nabla} \left[ \left( \frac{\mu}{Pr_\varepsilon} \right) \vec{\nabla} \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} [c_{\varepsilon_l} \bar{\sigma} : \vec{\nabla} \bar{u} - c_{\varepsilon_s} \rho \varepsilon + c_s \dot{W}^s], \quad (5) \end{aligned}$$

где  $\vec{\sigma} : \nabla \vec{u} = \sigma_{ij} e_{ij}$ ,  $\sigma_{ij} = 2\mu e_{ij} - \frac{2}{3}\mu e_{kk} \delta_{ij}$ ,

$$i, j, k = 1, 2, 3, \quad e_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

$$\mu = (1.0 - A_0) \rho V_0 + \mu_{air} + A_0 \rho c_\mu k^2 / \varepsilon,$$

$$\mu_{air} = \frac{A_1 T^{3/2}}{(T + A_2)}.$$

$$\text{Здесь } K = \frac{\mu c_p}{Pr}, \quad D = \frac{\mu}{\rho S_c}.$$

Уравнение изменения массы частицы имеет вид:

$$\frac{dm}{dt} = -2\pi r_p (\rho D)_{air} (\bar{T}) \frac{Y_1^* - Y_1}{1 - Y_1^*} Sh_p. \quad (6)$$

Уравнение состояния:

$$P = R_0 T \sum_m \left( \frac{\rho_m}{W_m} \right), \quad I(T) = \sum_m \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right) I_m(T),$$

$$c_p(T) = \sum_m \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right) c_{p_m}(T), \quad \sum_m \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right) = 1. \quad (7)$$

Уравнение движения частиц вдоль ее траектории имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \vec{u}_p &= D_p (\vec{u}_g + \vec{u}'_g - \vec{u}_p) + \vec{g}, \\ \frac{d}{dt} \vec{x}_p &= \vec{u}_p, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\text{где } D_p = \frac{3}{8} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{\left| \vec{u}_g + \vec{u}'_g - \vec{u}_p \right|}{r_p} C_D (\text{Re}_p).$$

Коэффициент лобового сопротивления для жидкой капли равен:

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}_p} \left( 1 + \frac{1}{6} \text{Re}_p^{2/3} \right), & \text{при } \text{Re}_p \leq 1000 \\ 0,424, & \text{при } \text{Re}_p > 1000 \end{cases}$$

Здесь

$$\text{Re}_p = \frac{2\rho \left| \vec{u}_g + \vec{u}'_g - \vec{u}_p \right| r_p}{\mu_{air}(\bar{T})}, \quad \bar{T} = \frac{T + 2T_p}{3},$$

$$\text{Pr}_p = \frac{\mu_{air}(\bar{T}) c_p(\bar{T})}{K_{air}(\bar{T})},$$

$$\text{Nu}_p = \left( 2.0 + 0.6 \text{Re}_p^{1/2} \text{Pr}_p^{1/3} \right) \frac{\ln \left( 1 + B_p \right)}{B_p},$$

$$K_{air} = \frac{K_1 \bar{T}^{3/2}}{\bar{T} + K_2},$$

$\vec{u}'_g$  – случайный вектор возмущения скорости газа.

Дополнительные члены в уравнениях газовой фазы (1)–(5), появляющиеся за счет межфазного обмена и за счет химической реакции можно записать следующим образом:

$$\dot{\rho}^s = - \int f \rho_p 4\pi r^2 R d\vec{u}_p dT_p dy dy,$$

$$\dot{\rho}_m^c = W_m \sum_r (b_{mr} - a_{mr}) \dot{\phi}_r,$$

$$\begin{aligned} \dot{F}^s &= - \int f \rho_p \left( \frac{4}{3} \pi r^3 (\bar{F} - \bar{g}) + 4\pi r^2 R \vec{u}_p \right) \times \\ &\quad \times |d\vec{u}_p dr dT_p| dy dy, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{Q}^s &= - \int f \rho_p \left\{ 4\pi r^2 R \left[ I(T_p) + \frac{I}{2} (\vec{u}_p - \vec{u})^2 \right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{4}{3} \pi r^3 [c(T_p) + (\bar{F} - \bar{g})(\vec{u}_p - \vec{u} - \vec{u}')] \right\} |d\vec{u}_p dr dT_p| dy dy, \end{aligned}$$

$$\dot{Q}^c = \sum_r \sum_m (a_{mr} - b_{mr}) (\Delta h_f^0)_m \dot{\phi}_r.$$

$$\dot{W}^s = - \int f \rho_p \frac{4}{3} \pi r^3 (\bar{F} - \bar{g}) \vec{u}' d\vec{u}_p dr dT_p dy dy,$$

Здесь  $\dot{\rho}^s, \dot{F}^s, \dot{Q}^s$  – скорости изменения массы, импульса и энергии всех капель, имеющих радиус-вектор  $\vec{x}$  в момент времени  $t$ .  $\dot{W}^s$  – скорость, при которой турбулентные вихри совершают работу по распространению впрыскиваемых капель.

**Модель испарения, горения, столкновения капель.** Решение задачи об испарении жидких капель и взаимодействия их с газовой фазой – чрезвычайно сложная проблема. Для того, чтобы вычислить массу, момент импульса и теплообмен между испаряющейся каплей и газом, нужно принять во внимание распределение капель по размерам, по скоростям и температуре. Во многих течениях при расчете распыленных жидкостей необходимо учитывать колебания капель, искажения и разрывы. Для расчета двигателей внутреннего сгорания также очень важен учет столкновений капель между собой и их объединения в более крупные капли.

Математическая модель, которая способна объяснить эти сложные физические процессы, сводится к формулировке уравнения испарения. Из этого уравнения находится распределение функции плотности вероятности  $f$ , имеющей десять независимых переменных дополнительно ко времени: три позиции капли по  $x$ , три компонента скорости  $v$ , радиус  $r$ , температура  $T_d$  (принята одинаковой в пределах капли), отклонение от сферы  $y$  и изменение со временем отклонения  $dy/dt = \dot{y}$  [5].

Безразмерная величина  $y$  пропорциональна перемещению поверхности капельки из своей позиции равновесия на радиус капельки  $r$ . Физический смысл функции  $f$  определяется таким образом, что  $f(x, v, r, T_d, y, \dot{y}, t)dvdrdT_dy\dot{y}$  – вероятное число капелек в единице объема с координатой  $x$  и временем  $t$ , скоростями в интервале  $(v, v + dv)$ , радиусами в интервале  $(r, r + dr)$ , температурами в интервале  $(T_d, T_d + dT_d)$ , и параметрами смещения в интервалах  $(y, y + dy)$  и  $(\dot{y}, \dot{y} + d\dot{y})$ . Два момента функции  $f$  имеют важное физическое значение. Элемент жидкого объема  $\theta$ , определяется как:

$$\theta = \int f 4/3\pi r^3 dvdrdT_dy\dot{y},$$

Макроскопическая плотность жидкой фазы  $\rho'_d$ , определена как:

$$\rho'_d = \rho_d \theta,$$

где  $\rho_d$  – микроскопическая плотность жидкой фазы, которая может, тем не менее, быть сравнимой с газовой плотностью, потому что отношение  $\rho_d$  к  $\rho$  велико. Величина  $\rho_d$  принята постоянной.

Изменение со временем функции  $f$  может быть получено путем решения уравнения испарения жидкой капли:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_x(fv) + \nabla_v(fF) + \frac{\partial}{\partial r}(fR) + \frac{\partial}{\partial T_d}(f\dot{T}_d) + \frac{\partial}{\partial y}(f\dot{y}) + \frac{\partial}{\partial \dot{y}}(f\ddot{y}) = \dot{f}_{coll} + \dot{f}_{bu}, \quad (9)$$

В уравнении (9) величины  $F$ ,  $R$ ,  $\dot{T}_d$ , и  $\ddot{y}$  изменяются со временем, исходя из особенностей капли, ее скорости, радиуса, температуры, и скорости колебаний  $\dot{y}$ . Величины  $\dot{f}_{coll}$ ,  $\dot{f}_{bu}$  – источники, обусловленные столкновением и разрывом капель. Источник столкновения  $\dot{f}_{coll}$  определен как:

$$\begin{aligned} \dot{f}_{coll} = & \frac{1}{2} \iint f(x, v_1, r_1, T_{d1}, y_1, \dot{y}_1, t) \times \\ & \times f(x, v_2, r_2, T_{d2}, y_2, \dot{y}_2, t) \pi(r_1 + r_2)^2 |v_1 - v_2| \\ & (\sigma(v, r, T_d, y, \dot{y}, v_1, r_1, T_{d1}, y_1, \dot{y}_1, v_2, r_2, T_{d2}, y_2, \dot{y}_2) \\ & - \delta(v - v_1)\delta(r - r_1)\delta(T_d - T_{d1})\delta(y - y_1)\delta(\dot{y} - \dot{y}_1)) \\ & - \delta(v - v_2)\delta(r - r_2)\delta(T_d - T_{d2})\delta(y - y_2)\delta(\dot{y} - \dot{y}_2) \end{aligned}$$

$$dv_1 dr_1 dT_{d1} dy_1 d\dot{y}_1 dv_2 dr_2 dT_{d2} dy_2 d\dot{y}_2. \quad (10)$$

Функция плотности вероятности столкновения  $\sigma$  определена как  $\sigma dv dr dT_d dy d\dot{y}$  – вероятное число капель со свойствами в заданных интервалах, которые следуют из столкновения между каплями. Возможны два типа столкновений:

- если под воздействием столкновения параметр  $b$  уменьшается по сравнению с критической оценкой  $b_{cr}$ , то капли сливаются;
- если  $b$  превышает  $b_{cr}$ , то капли сохраняют свой размер и температуру, но их скорости подвергаются изменению.

Критический параметр воздействия  $b_{cr}$  определен как:

$$b_{cr}^2 = (r_1 + r_2)^2 \min(1.0, 2.4 f(y)/W_{el}),$$

$$f(y) = y^3 - 2.4y^2 + 2.7y,$$

$$y = r_2 / r_1, \quad \text{где } r_1 \leq r_2,$$

$$W_{el} = \rho_d |v_1 - v_2| r_1 / a(\bar{T}_d),$$

$$\bar{T}_d = \frac{r_1^3 T_{d1} + r_2^3 T_{d2}}{r_1^3 + r_2^3}. \quad (11)$$

Величина  $a$  – коэффициент поверхностного натяжения, который изменяется в пределах от значения  $a_0$  при начальной температуре  $T_0$  и до нуля при критической температуре  $T_{cr}$ . Выражение для  $\sigma$  имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \sigma = & \frac{b_{cr}^2}{(r_1 + r_2)^2} \delta \left[ r - (r_1^3 + r_2^3)^{\frac{1}{3}} \right] \times \\ & \times \delta \left[ v - \frac{r_1^3 v_1 + r_2^3 v_2}{r_1^3 + r_2^3} \right] \delta \left[ T_d - \frac{r_1^3 T_{d1} + r_2^3 T_{d2}}{r_1^3 + r_2^3} \right] \times \\ & \times \delta(y - y_1) \delta(\dot{y} - \dot{y}_1) + \\ & + \frac{2}{(r_1 + r_2)^2} \int_{bcr}^{r_1 + r_2} \times \\ & \times \left[ \delta(r - r_1) \delta(v - v'_1) \delta(T_d - T_{d1}) \delta(y - y_1) \delta(\dot{y} - \dot{y}_1) \right. \\ & \left. + \delta(r - r_2) \delta(v - v'_2) \delta(T_d - T_{d2}) \delta(y - y_2) \delta(\dot{y} - \dot{y}_2) \right] \times \\ & \times bdb, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} v'_1 &= \frac{r_1^3 v_1 + r_2^3 v_2 + r_2^3 (v_1 + v_2)}{r_1^3 + r_2^3} \frac{b - b_{cr}}{r_1 + r_2 - b_{cr}}, \\ v'_2 &= \frac{r_1^3 v_1 + r_2^3 v_2 + r_1^3 (v_2 + v_1)}{r_1^3 + r_2^3} \frac{b - b_{cr}}{r_1 + r_2 - b_{cr}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Источниковый член, обусловленный разрывом капель,  $\dot{f}_{bu}$ , определяется как:

$$\begin{aligned} \dot{f}_{bu} &= \int f(x, v_1, r_1, T_{d1}, 1, \dot{y}_1, t) \dot{y}_1 B \times \\ &\times (v, r, T_d, y, \dot{y}, v_1, r_1, T_{d1}, \dot{y}_1, x, t) dv_1 dr_1 dT_1 d\dot{y}_1. \end{aligned} \quad (13)$$

Функция плотности вероятности разрыва  $B$ , определенная как  $B dv dr dT_d dy dy$  – это вероятное число капель со свойствами в заданных интервалах, которые образуются вследствие разрыва капель. Смысл формулы (13) следующий: когда искажение капли  $y$  превышает значение координаты их объединенного состояния, то капли распадаются на более мелкие и их распределение подчиняется  $B$ .

Радиусы капель подчиняются квадратичному распределению:

$$g(r) = \frac{1}{\bar{r}} e^{-r/\bar{r}}. \quad (14)$$

Саутеровский средний радиус  $r_{32}$  дается формулой:

$$r_{32} = 3\bar{r} = \frac{r_1}{\frac{7}{3} + \frac{1}{8} \frac{p_d r_1^3}{a(T_{d1})} \dot{y}_1^2}. \quad (15)$$

Скорости капель также отличаются от родительской капли скоростью  $w$  и направлением, распределенным случайным образом, в нормальной проекции для вектора релятивистской скорости между родительской каплей и газом. Величина  $w$  задается формулой:

$$w = 1/2r_1 \dot{y}_1. \quad (16)$$

Выражение для  $B$  имеет вид:

$$\begin{aligned} B &= g(r) \delta(T_d - T_{d1}) \delta(y) \delta(\dot{y}) \times \\ &\times \frac{1}{2\pi} \int \delta[v - (v_1 + \omega \vec{n})] d\vec{n}, \end{aligned} \quad (17)$$

где интеграл указывает направление к нормали вектора скорости. Далее определяются функции  $F, R, T_d, \dot{y}$ , которые характеризуют траектории индивидуальных капель. Ускорение капли  $F$  за счет аэродинамического сопротивления и гравитационной силы имеет следующий вид:

$$F = \frac{3}{8} \frac{\rho}{\rho_a} \frac{|u + u' - v|}{r} (u + u' - v) C_D + g. \quad (18)$$

Коэффициент сопротивления  $C_D$  определен как:

$$\begin{aligned} C_D &= \frac{24}{Re_d} (1 + 1/6 Re_d^{2/3}) Re_d < 1000 \\ &0.424, Re_d > 1000, \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} Re_d &= \frac{2\rho |u + u' - v| r}{\mu_{air}(\bar{T})}, \\ \bar{T} &= \frac{T + 2T_d}{3}. \end{aligned}$$

Турбулентная скорость газа  $u'$  добавлена к средней скорости газа при вычислении сопротивления капель и степени испарения. Предполагается, что каждый компонент  $u'$  взят из Гауссова распределения со средним квадратным отклонением  $2/3 k$ . Таким образом, принимается:

$$G(\bar{u}') = (4/3\pi\kappa)^{-3/2} \exp\left\{-3|\bar{u}'|^2/4\kappa\right\}. \quad (20)$$

Степень изменения радиуса капли  $R$ :

$$R = -\frac{(\rho D)_{air}(\hat{T})}{2\rho_d r} \frac{Y^* - Y_1}{1 - Y_1^*} Sh_d, \quad (21)$$

где  $Sh_d$  – число Шервуда для переноса массы;  $Y_1^*$  – массовая доля паров топлива на поверхности капли,  $Y_1 = \rho_1/\rho$ ,  $(\rho D)_{air}(\hat{T})$  – коэффициент диффузии паров топлива в воздухе.

Число Шервуда определяется как:

$$Sh_d = (2.0 + 0.6 Re_d^{1/2} Sc_d^{1/2}) \frac{\ln(1 + B_d)}{B_d}, \quad (22)$$

где

$$Sc_d = \frac{\mu_{air}(\hat{T})}{\rho D_{air}(\hat{T})} \text{ и } B_d = \frac{Y_1^* - Y_1}{1 - Y_1^*}.$$

Поверхностная массовая доля  $Y_1^*$  получена из выражения:

$$Y_1^*(T_d) = \frac{W_1}{W_1 + W_0 \left( \frac{p}{p_0(T_d)} - 1 \right)}, \quad (23)$$

где  $W_0$  – локальная средняя молярная масса для всех разновидностей паров топлива, а  $p_v(T_d)$  – равновесное давление паров топлива при температуре  $T_d$ . Температура капли является однородной, а парциальное давление паров топлива на поверхности капельки равняется равновесному давлению пара. Для диффузии пара в воздухе используется эмпирическое соотношение:

$$(\rho D)_{air}(T) = D_1 T^{D_2},$$

где  $D_1$  и  $D_2$  – константы.

Изменение температуры капли обусловлено уравнением баланса энергии:

$$\frac{4}{3} \pi r^3 c_l \dot{T}_d - \rho_d 4 \pi r^2 R L(T_d) = 4 \pi r^2 Q_d, \quad (24)$$

где  $c_l$  – удельная теплоемкость жидкости,  $L(T_d)$  – удельная теплота парообразования, и  $Q_d$  – теплопроводность на поверхности капли в единичном объеме. Уравнение (24) означает, что энергия, подводимая к капле, нагревает ее, вследствие чего происходит испарение. Теплопроводность  $Q_d$  дается соотношением:

$$Q_d = \frac{K_{air}(\hat{T})(T - T_d)}{2r} Nu_d, \quad (25)$$

где

$$Nu_d = (2.0 + 0.6 Re_d^{1/2} Pr_d^{1/2}) \frac{\ln(1 + B_d)}{B_d},$$

$$Pr_d = \frac{\mu_{air}(\hat{T}) c_p(\hat{T})}{K_{air}(\hat{T})},$$

$$K_{air}(\hat{T}) = \frac{K_1 \hat{T}^{3/2}}{\hat{T} + K_2},$$

$c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении и при температуре  $\hat{T} = (T + 2T_d)/3$ ,  $K_1$  и  $K_2$  – константы.

Уравнение для ускорения и для параметров изменения капли имеет следующий вид:

$$\ddot{y} = \frac{2}{3} \frac{p}{p_d} \frac{(u + u' - v)^2}{r^2} - \frac{8a(T_d)}{p_d r^3} y - \frac{5\mu(T_d)}{p_d r^2} \dot{y}, \quad (26)$$

где  $\mu(T_d)$  – вязкость жидкости. Уравнение (26) – это уравнение затухающих гармонических колебаний. Внешняя сила обеспечивается газовыми аэродинамическими силами капли. Возвратная сила обеспечивается поверхностными силами напряженности. Затухание происходит за счет вязкости жидкости.

Для замыкания системы уравнений необходимо дать определение функциям взаимодействия  $\dot{p}^s, \dot{F}^s, \dot{Q}^s, \dot{W}^s$ :

$$\dot{p}^s = - \int f p_d 4 \pi r^2 R dv dr dT_d dy dy,$$

$$F^s = - \int f p_d (4/3 \pi r^3 \vec{F}' + 4 \pi r^2 R v) dv dr dT_d dy dy,$$

$$\dot{Q}^s = - \int f p_d \{ 4 \pi r^2 R [I_i(T_d) + 1/2(\vec{v} - \vec{u})] +$$

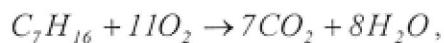
$$+ 4/3 \pi r^3 [c_l \vec{T}_d + \vec{F}' (\vec{v} - \vec{u} - \vec{u}')] \} d\vec{v} dr dT_d dy dy,$$

$$\dot{W}^s = - \int f p_d 4/3 \pi r^3 \vec{F}' \cdot \vec{u}' d\vec{v} dr dT_d dy dy,$$

где  $F' = F - g$ .

В работе, кинетика задается с помощью глобальной модели химических реакций [9].

Реакция горения гептана с образованием воды и углекислого газа:



где  $k_H = 5 \cdot 10^{12} \exp(-15780/T)$ .

**Результаты численного эксперимента по горению жидкого топлива.** В данной работе были проведены вычислительные эксперименты по горению жидкого распыленного топлива (гептана  $C_7H_{16}$ ), а также исследовано влияние массы впрыскиваемого топлива (6 мг, 12 мг и 18 мг) на его самовоспламенение и горение в камере сгорания.

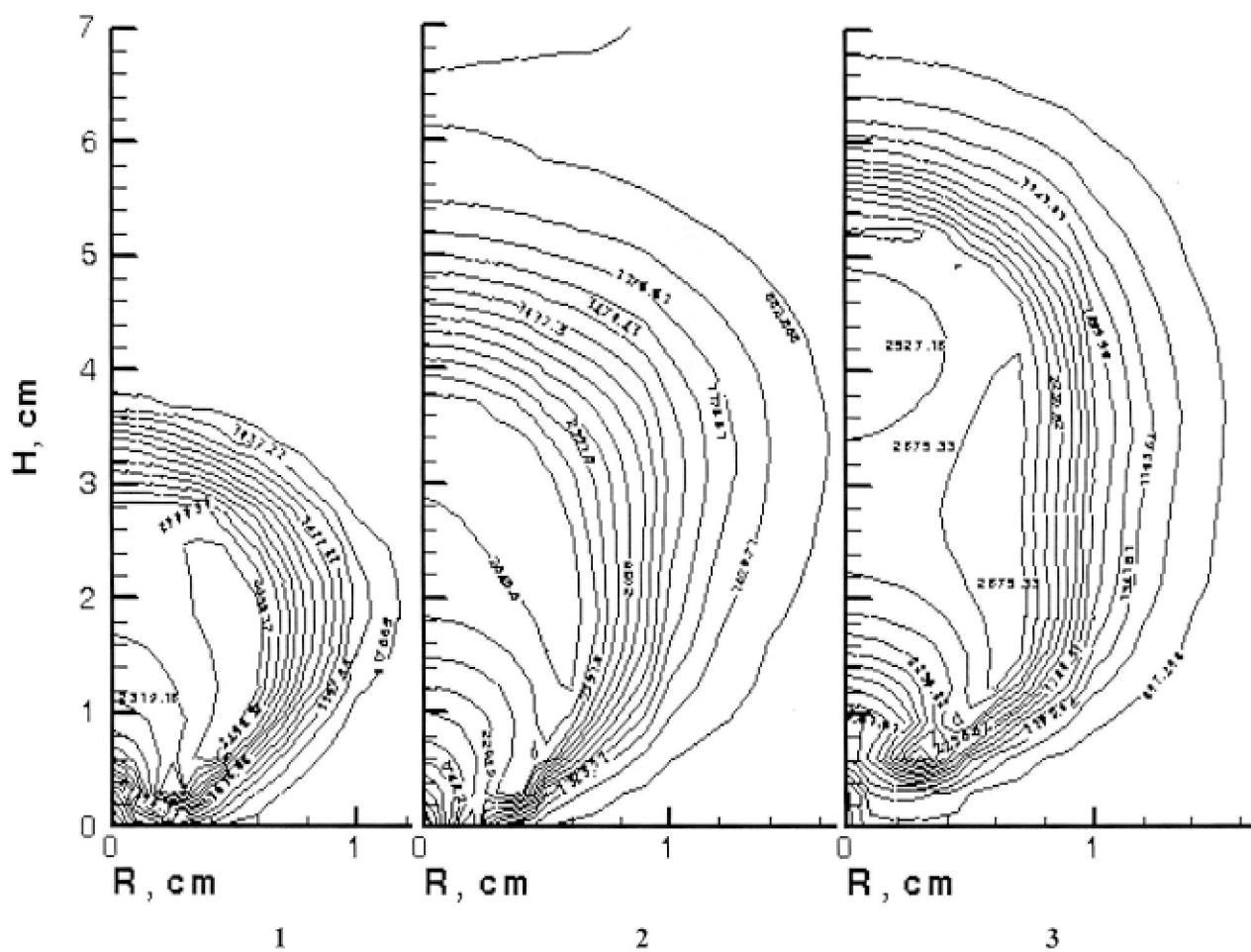
Жидкое топливо при температуре 300К впрыскивается в камеру сгорания через круглое сопло, расположенное в центре нижней части камеры. Камера сгорания представляет собой цилиндр высотой 8 см и радиусом 2 см, заполненный воздухом при температуре 800К и при давлении 32 Бара.

После впрыска происходит быстрое испарение топлива, пары топлива смешиваются с окислителем, и сгорание осуществляется в газовой фазе. Процесс горения жидкого топлива явля-

ется быстро протекающим, и его длительность составляет в среднем 4 мс.

На рисунке приведены поля температур для трех различных впрыскиваемых масс в моменты самовоспламенения топлива. В первом случае время задержки воспламенения равно 0,935 мс, во втором – 0,953 мс, в третьем – 0,992 мс. Видно, что в третьем случае самовоспламенение происходит позже, чем при меньшей массе топлива. Значения максимальных температур равны: при впрыскивании гептана массой 6 мг – 2600К, при 12 мг – 2645К, 18 мг – 2675К, т.е. наблюдается рост температуры при увеличении массы впрыскиваемого топлива.

В работе было проведено численное моделирование горения жидкого топлива при его впрыскивании в камеру сгорания. Было исследовано влияние массы впрыскиваемого топлива на его самовоспламенение в камере сгорания.



Поля температуры в момент самовоспламенения впрыска жидкого топлива для масс топлива:

1 – масса 6 мг; 2 – масса 12 мг; 3 – масса 18 мг

В результате проведенного исследования и анализа полученных в ходе вычислительных экспериментов данных, можно сделать вывод о том, что впрыскивание большей массы топлива приводит к небольшой задержке самовоспламенения, что связано с большим потреблением теплоты на испарение капель топлива.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ярин Л.П., Сухов Г.С. Основы теории горения двухфазных сред. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1987. 240 с.
2. Зайцев С.А., Кузнецов В.Р., Кунцев Г.М. Влияние прогрева и испарения жидкого топлива на горение в модельной камере сгорания // Физика горения и взрыва. Всесоюзный научно – теоретический журнал. Новосибирск. Наука. Сибирское отделение. 1991. С. 45-52.
3. Основы практической теории горения / Под ред. В. В. Померанцева. Уч. пособие для студ. высших учебных заведений. Л.: Энергия, 1973. 264 с.
4. Спэлдинг Д.Б. Горение и массообмен / Пер. с англ. Р.Н. Гизатуллина и В.И. Ягодкина; под ред. В.Е. Дорошенко. М.: Машиностроение, 1985. -240 с.
5. Amsden A.A., O'Rourke P.J., Butler T.D. KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays. Los Alamos, 1989. 160 с.
6. Аскарова А.С., Рыспаева М.Ж. Расчет горения впрыска жидкого топлива в замкнутой камере // Вестник КазНУ. Сер. физическая. 2006. №1. С. 74-78.
7. Аскарова А.С., Гороховски М.А., Локтионова И.В., Рыспаева М.Ж. Горение жидкого топлива в камере сгорания // Изв. НАН РК. Сер. физико-математическая. 2006. №3. С. 10-14.
8. Рыспаева М.Ж. Моделирование горения жидкого впрысков в камерах сгорания и образования CO<sub>2</sub> // Физика окружающей среды. Материалы V Междунар. школы молодых ученых и специалистов. Томск, 2006. С. 120-124.
9. Gorokhovski M. and Borghi R. Model of soot formation and oxidation in diesel engines // Journal of diesels. Transactions of SAE. 1993. 930075.
10. Аскарова А.С., Волошина И.Э., Рыспаева М.Ж. Численное исследование влияния массы на процесс горения впрыска жидкого топлива. Тезисы V Международной конференции «Проблемы промышленной теплотехники», 22–26 мая 2007. Киев, Украина. С. 26-27.

#### Резюме

Реакцияға түсегін турбуленттік ағыстың дифференциалды тендеулерінің шешімі негізінде жану камерасында бұрку дисперсиясының және өздігінен тұтанудың сүйек отын жануына әсеріне зерттеу жүргілді.

#### Summary

It has been researched the spray dispersion and influence of the injected liquid fuel mass on the auto-ignition and combustion in the burner chamber on the basis of the solution of differential equations of turbulent reacting flow.

Казахский национальный  
университет им. аль-Фараби,  
г. Алматы

Поступила 6.05.09г.