

## **Численное моделирование инициирования детонации в керосино-воздушной газокапельной смеси падающей ударной волной**

**Гидаспов В.Ю.\***, **Москаленко О.А.\*\***

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), МАИ, Волоколамское шоссе, 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993, Россия*

*\*e-mail: [gidaspov@mai.ru](mailto:gidaspov@mai.ru)*

*\*\*e-mail: [moskalenko-o@yandex.ru](mailto:moskalenko-o@yandex.ru)*

### **Аннотация**

В работе исследуется процесс инициирования детонации газокапельной смеси керосина с воздухом падающей ударной волной в модельной ударной трубе. Разработана упрощенная физико-математическая модель процесса. Капли углеводородного горючего считаются однокомпонентными, учитываются процесс испарения горючего и газофазные химические превращения. Исследуется влияние массовой доли капель на процессы образования и распространения детонационной волны в канале.

**Ключевые слова:** численное моделирование, углеводородные топлива, химические реакции, фазовые переходы, горение, детонации.

### **Введение**

Изучению процесса распространения детонации в газочапельных горючих средах посвящено большое количество статей и монографий, в которых приводятся результаты, как экспериментальных, так и расчетно-теоретических исследований [1-8]. Это связано с тем, в настоящее время проектируется ряд энергетических и технологических установок, в которых используется детонационное сжигание топлива, а также с обеспечением взрывобезопасности на промышленных объектах. К образованию детонационных волн в смесях, состоящих из распыленного углеводородного горючего и газообразного окислителя, приводят газочапельные самоускоряющиеся экзотермические химические реакции между продуктами испарения горючего и окислителем. В результате химических превращений давление и температура смеси повышаются, возникают волны сжатия, которые, взаимодействуя между собой, приводят к образованию волны детонации. Для численного моделирования инициирования и распространения детонационных волн в каналах с пологими стенками можно использовать квазиодномерное приближение [3,4], при этом, в случае высокоскоростных течений, эффекты вязкости, теплопроводности и диффузии можно учитывать только при взаимодействии между газочапельной и дисперсной фазами.

### **Физико-математическая модель**

Уравнения, описывающие течение многокомпонентного реагирующего газа в областях непрерывности течения, можно записать в следующем виде [9-15]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho F + \frac{\partial}{\partial x} \rho u F = M F \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u F + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2 + p) F = I F + p \frac{\partial F}{\partial x} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \left( e + \frac{u^2}{2} \right) F + \frac{\partial}{\partial x} \rho u \left( e + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) F = E F \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho F \gamma_i + \frac{\partial}{\partial x} \rho u F \gamma_i = W_i F, \quad i = 1, \dots, N \quad (4)$$

Здесь  $M, I, E$  - слагаемые, учитывающие массообмен, тепловое и механическое взаимодействия газа с частицами,  $N$  - число газообразных компонент в смеси,  $\rho, p, e, \gamma_i$  - плотность, давление, внутренняя энергия и мольно-массовые концентрации,  $F$  - площадь канала,  $W_i$  - число молей  $i$ -ого вещества образующегося в единице объема в единицу времени за счет протекания химических реакций и фазовых переходов.

Учитывая сделанные выше предположения, в качестве базовой модели, описывающей течение полидисперсной диспергированной фазы, будем рассматривать следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_s F + \frac{\partial}{\partial x} n_s u_s F = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n_s m_s F + \frac{\partial}{\partial x} n_s u_s m_s F = -M F \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n_s m_s u_s F + \frac{\partial}{\partial x} n_s m_s u_s^2 F = -I F \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n_s m_s F \left( e_s + \frac{u_s^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} n_s u_s m_s F \left( e_s + \frac{u_s^2}{2} \right) = -E F \quad (8)$$

Здесь  $n_s, m_s, e_s, u_s$  - число частиц в единице объема, масса, внутренняя энергия, скорость частиц соответственно.

Системы уравнений, описывающие совместное течение газа и частиц, связаны через правые части, учитывающие взаимное влияние фаз. Выражения для  $M, I, E$  фигурирующих в (1) - (8), имеют следующий вид:

$$M = -n_s \dot{m}_s \quad (9)$$

$$I = -n_s (\dot{m}_s u_s + m_s \dot{u}_s) \quad (10)$$

$$E = -n_s \left( \dot{m}_s \left( e_s + \frac{u_s^2}{2} \right) + m_s \left( \dot{e}_s + u_s \dot{u}_s \right) \right) \quad (11)$$

Здесь  $\dot{u}_s, \dot{m}_s, \dot{e}_s$  - выражения, описывающие скорость изменения скорости, массы и внутренней энергии капли [9-17].

Наряду с областями плавного изменения параметров двухфазного потока, в поле течения могут существовать сравнительно тонкие зоны резкого изменения параметров газа, которые обычно аппроксимируют поверхностями разрыва [9]. Примерами таких зон могут служить слой смешения газов, состоящих из различных молекул (контактный разрыв), ударные волны и граничные траектории, отделяющие зону чистого газа от газок капельной смеси. В условиях моделирования технологических процессов толщина указанных ударно-волновых и диссипативных образований мала по сравнению с характерным размером задачи - длиной канала. Поэтому, в первом приближении, можно пренебречь их тонкой структурой, т.е. отслеживать только полные перепады параметров и их эволюцию во времени. При этом соответствующие

перепады должны удовлетворять соотношениям, получаемым в предположении бесконечной малости толщин указанных зон из условий равенства нулю перепадов потоков вещества, импульса и энергии, т.е. их непрерывности. В случае, когда характерное расстояние изменения параметров частиц  $\lambda_s$  велико по сравнению с толщиной ударной волны  $\lambda_{yв}$ :

$$\lambda_{yв} \ll \lambda_s = |D - u_s| \tau_s, \tau_s = \max\left(\frac{\dot{e}_s}{e_s}, \frac{\dot{u}_s}{u_s}, \frac{\dot{m}_s}{m_s}\right)^{-1} \quad (12)$$

( $\tau_s$  - характерное время существенного изменения параметров диспергированной фазы,  $D$  - скорость УВ) соотношения на разрыве имеют вид:

$$[\rho(D - u)] = 0 \quad (13)$$

$$[P + \rho(D - u)^2] = 0 \quad (14)$$

$$[(D - u)\left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{(D - u)^2}{2}\right)] = 0 \quad (15)$$

$$[u_s] = 0, [e_s] = 0, [m_s] = 0 \quad (16)$$

Квадратные скобки означают разность между значениями, заключенных в них, комплексов, перед- и за- разрывом, т.е. они являются непрерывными на разрывах.

Слой смешения (контактный разрыв) характеризуется дополнительным соотношением

$$[D - U] = 0 \quad (17)$$

Из (13)–(16) следует, что на контактном разрыве

$$[U] = 0, [P] = 0 \quad (18)$$

В случае ударной волны соотношения (13)-(16) дополняются условиями непрерывности концентраций компонент:

$$[\gamma_i] = 0, i = 1, \dots, N \quad (19)$$

На граничных траекториях частиц, отделяющих зону занятую чистым газом от газо-капельной смеси, параметры характеризующие газовую фазу непрерывны, а число частиц в единице объема  $n_s$ , терпит разрыв (равно нулю в точке со стороны чистого газа).

Система уравнений (1)-(19) дополняется уравнениями состояния:

$$e = e(P, T, \gamma) \quad (20)$$

$$\rho = \rho(P, T, \gamma) \quad (21)$$

$$e_s = e_s(P, T, \gamma) \quad (22)$$

$$\rho_s = \rho_s(P, T, \gamma) \quad (23)$$

Для замыкания системы уравнений (1)-(23) используются модели термодинамики, химической кинетики, сопротивления и теплообмена, подробно описанные в [9-17].

### **Особенности моделирования горения и детонации смесей тяжелых углеводородных горючих с воздухом**

Для моделирования углеводородного горючего в работе использовалось "псевдовещество" с условной формулой  $C_x H_y$  (бензин -  $C_{8.12} H_{16.53}$ , керосин -  $C_{9.32} H_{18.2}$ , дизельное топливо -  $C_{12.33} H_{22.1}$ ), теплофизические свойства которого в жидком и газообразном состоянии определялись на основе справочных данных по свойствам углеводородного топлива [18-23].

В таблице 1 приведены некоторые свойства углеводородных топлив, заимствованные из различных справочников [18]–[23]. Необходимо отметить, что теплофизические свойства сильно зависят от марки используемого топлива. На их основе может быть разработана методика взаимосогласованного восстановления теплофизических свойств углеводородных топлив, как в жидком так и в газообразном состояниях. Продукты испарения топлив представляют собой смесь сложного состава, в настоящей работе для их описания используется “псевдовещество”, имеющее условную формулу, совпадающую с условной формулой горючего. Остальные свойства “псевдовещества” восстанавливаются с использованием данных аналогичным приведенным в таблице 1.

		Бензин	Керосин	Дизельное топливо
1	Условная формула	C8.12H16.53	C9.32H18.2	C12.33H22.1
2	Молекулярная масса [Кг/кмоль]	114,0	130,0	170,0
3	Энтальпия образования жидкости [КДж/моль]	-222,2	-253,4	-331,3
3	Температура кипения, $T_K$ [К]	373	473	523
4	Критическая температура, $T_{KP}$ [К]	543	633	678
5	Плотность жидкости, [ $Kz / M^3$ ]	751-1.0056(T-293)	819-0.804(T-293)	850-0.695(T-293)
6	Давление насыщенных паров $Lg(P)$ , [Па]	9.22-1540/T	9.19-1900/T	9.18-2050/T
7	Теплота испарения [КДж/кг], $l_s$	$l = l_s ((1 - T/T_{KP}) / (1 - T_K/T_{KP}))^{0.4}$		
		315,0	267,5	210,0
8	Теплоемкость жидкости, [Дж/кг/К]	2061.5+5.47(T-293)	2003.0+5.05(T-293)	1988.0+5.0(T-293)
9	Теплоемкость газообразного горючего, [Дж/кг/К]	1955+2.5(T-293)	2055+2.1(T-293)	2100+2.0(T-293)
10	Вязкость газовой фазы, $\eta$ [Па/с]	$\eta = \eta_0 (T/T_0)^n, T_0 = 273 K$		
	$\eta_0$	2.73e-6	3.84e-6	4.0e-6
	$n$	1.98	1.74	1.7
11	Теплопроводность газовой фазы, $\lambda$ [Вт/м/К]	$\lambda = \lambda_0 (T/T_0)^n, T_0 = 273 K$		

	$\lambda_0$	0.0139	0.00855	
	$n$	1.48	2.13	
12	Коэффициент диффузии паров в воздухе, $D [m^2 / c]$	$D = D_0 P / P_0 (T / T_0)^m, P_0 = 101325 Pa, T_0 = 273 K$		
	$D_0$	8.45e-6	5.01e-6	7.3e-6
	$m$	2	2	2

Таблица 1. Физико-химические свойства углеводородных топлив.

При задании термодинамических свойств веществ, как газообразных, так и жидких, в работе используется единая форма описания. По имеющимся термодинамическим данным восстанавливаются выражения для потенциалов Гиббса газообразных и жидких компонент, соответственно и их смесей. Считается, что все газы находятся в идеальном газе состоянии, а свойства жидкостей зависят от температуры и давления. Все остальные термодинамические величины рассчитываются путем дифференцирования выражения для потенциала. Для газообразных компонент, как правило, используются аппроксимации, в двух диапазонах температур от 300 К до 1000 К, и от 1000 К до 6000 К. При температурах ниже 300 К и выше 6000 К, теплоемкости считаются постоянными и равными соответствующим значениям при 300 К и 6000 К, все остальные термодинамические величины рассчитываются с учетом этого предположения. Такой способ задания термодинамических свойств гарантирует выполнение всех термодинамических законов и тождеств и позволяет построить универсальные всегда сходящиеся алгоритмы решения характерных задач.

При описании углеводородного горючего не учитывается его фракционный состав, его свойства описываются брутто зависимостями, такими



как зависимости от температуры теплоемкости, кривой насыщения и т.д. По этим данным восстанавливается потенциал Гиббса “псевдовещества”, каким является углеводородное горючее, причем как в жидком, так и в газообразном, если это необходимо, состояниях.

Для расчета теплофизических свойств газообразного вещества в идеальном газе состоянии достаточно знать [24]: энтальпию образования вещества -  $\Delta_f H^0(298.15)$ , стандартную энтропию -  $S_0(298.15)$ , зависимость теплоемкости от температуры:  $C_p(T)$  и уравнение состояния, связывающее давление, температуру и молярный объем:  $PV = RT$ . По этим данным можно восстановить выражение для потенциала Гиббса вещества, которого достаточно для вычисления произвольных термодинамических свойств.

$$G_V(P, T) = \Delta_f H_V^0(T_0) - T_0 S_V(P_0, T_0) + \int_{T_0}^T C_{p,V} dT - (T - T_0) S_V^0(P_0, T_0) - T \int_{T_0}^T \frac{C_{p,V}}{T} dT + RT \ln\left(\frac{P}{P_0}\right)$$

Здесь  $R$  - универсальная газовая постоянная,  $P_0 = 101325 \text{ Па}$  - стандартное давление,  $T_0 = 298,15 \text{ К}$  - стандартная температура. Аналогично для жидкости:

$$G_L(T) = \Delta_f H_L^0(T_0) - T_0 S_L(P_0, T_0) + \int_{T_0}^T C_{p,L} dT - (T - T_0) S_L^0(P_0, T_0) - T \int_{T_0}^T \frac{C_{p,L}}{T} dT + \frac{1}{\rho_L(T)} (P - P_0)$$

Из таблицы 1 выбираются наиболее надежные данные, например:

1. Энтальпия образования жидкой фазы  $\Delta_f H_L^0(T_0)$ , полиномы для теплоемкости жидкости  $C_{p,L}(T)$  и газа  $C_{p,V}(T)$ , теплота испарения при температуре кипения  $l(T_K)$ .

Тогда энтальпия образования газообразного горючего  $\Delta_f H_V^0(T_0)$  может быть определена из равенства:

$$\Delta_f H_V^0(T_0) + \int_{T_0}^{T_K} C_{P,V} dT = \Delta_f H_L^0(T_0) + \int_{T_0}^{T_K} C_{P,L} dT + l(T_K)$$

Разница стандартных энтропий из условия:

$$S_V^0(P_0, T_0) - S_L^0(P_0, T_0) = \int_{T_0}^{T_K} \frac{C_{P,L}}{T} dT - \int_{T_0}^{T_K} \frac{C_{P,V}}{T} dT + \frac{l(T_K)}{T_K}$$

Для определения абсолютных значений энтропий необходимо дополнительно задать значение стандартной энтропии или жидкой или газовой фаз.

2. Энтальпия образования жидкой фазы  $\Delta_f H_L^0(T_0)$ , полиномы для теплоемкости жидкости  $C_{P,L}(T)$ , стандартная энтропия жидкой фазы  $S_L^0(P_0, T_0)$  и уравнение для кривой насыщения  $\ln\left(\frac{P}{P_0}\right) = f(T)$ .

Потенциал Гиббса газообразной фазы восстанавливается из условия равенства потенциалов Гиббса фаз на кривой насыщения.

$$G_V(T) = G_L(T) - RT f(T).$$

3. Энтальпия образования жидкой фазы  $\Delta_f H_L^0(T_0)$ , полином для теплоемкости жидкости  $C_{P,L}(T)$ , стандартная энтропия жидкой фазы  $S_L^0(P_0, T_0)$ , зависимость теплоты парообразования от температуры  $l(T)$ .

Выражение для энтальпии газовой фазы, а следовательно и теплоемкости, восстанавливается из равенства:

$$H_V(T) = \Delta_f H_L^0(T_0) + \int_{T_0}^T C_{P,L} dT + l(T)$$

Стандартная энтропия газовой фазы из:

$$S_V^0(P_0, T_0) = S_L^0(P_0, T_0) + \int_{T_0}^{T_K} \frac{C_{P,L}}{T} dT - \int_{T_0}^{T_K} \frac{C_{P,V}}{T} dT + \frac{l(T_K)}{T_K}$$

Необходимо отметить, что данные, содержащиеся в таблице 1 относятся к горючим различных марок и не всегда согласованы между собой. Например, если мы подставим температуру кипения керосина в кривую насыщения, то получим:  $P = 10^{(9.19 - 1900/473)} = 148966$  Па, а не 101325 Па – стандартное давление. Следовательно, приведенная кривая насыщения соответствует температуре кипения  $T_K = 454$  К - вполне реальная температура кипения для керосина [18].

В справочной литературе [24] приводятся полиномиальные формулы для приведенного стандартного потенциала Гиббса -  $\Phi^0(T)$ , который связан с температурной частью потенциала Гиббса  $G^0(T)$ :

$$G^0(T) = \Delta_f H^0(T_0) - [H^0(T_0) - H^0(0)] - T\Phi^0(T) \quad (3)$$

где  $H^0(0)$  - стандартная энтальпия  $H^0(T)$  при абсолютном нуле.

Для задания  $\Phi^0(x)$ ,  $x = 10^{-4}T$  применяются полиномы, вида [24], с индивидуальными для каждого вещества числовыми коэффициентами  $\varphi_i$ ,  $i = \ln, -2, \dots, 3$ :

$$\Phi^0(x) = \varphi_0 + \varphi_{\ln} \ln(x) + \varphi_{-2}x^{-2} + \varphi_{-1}x^{-1} + \varphi_1x + \varphi_2x^2 + \varphi_3x^3 \quad (4)$$

С использованием вышеописанных методик были восстановлены, для докритических температур (таблица 1), выражения для потенциалов Гиббса жидких и газообразных углеводородных горючих (таблица 2). На рис. 1 представлено сравнение восстановленной зависимости теплоты парообразования углеводородного топлива (вычисленной с использованием

восстановленной зависимости для потенциала Гиббса) с расчетами по эмпирическим степенным формулам.

Кэфф/ горючее		$\varphi_{ln}$	$\varphi_{0,}$	$\varphi_{1,}$	$\varphi_2$	$\varphi_3$	$[H^0(298.15) - H^0(O)] + 10^4 \varphi_{-1}$ Дж/моль	$\Delta_f H^0(298.15)$ КДж/моль
ДТ	г	4248.193	16886	-140940	1086800	-4015800	494590	-280.2
	ж	138.759	339.183	2877.662	4757.611	0	69473	-331.3
Керосин	г	4707.186	18941	-165270	1325000	-5161300	514270	-206.7
	ж	104.034	252.251	2312.986	3987.989	0	53692	-253.4
Бензин	г	8610.139	35404	-336050	2943000	-12717000	838340	-180.7
	ж	127.7438	352.492	1025.884	9136.906	0	52049	-222.2

Таблица 2. Восстановленные коэффициенты температурной части потенциала Гиббса для газовой (г) и жидкой (ж) фаз ( $\varphi_{-2} = 0$ ).

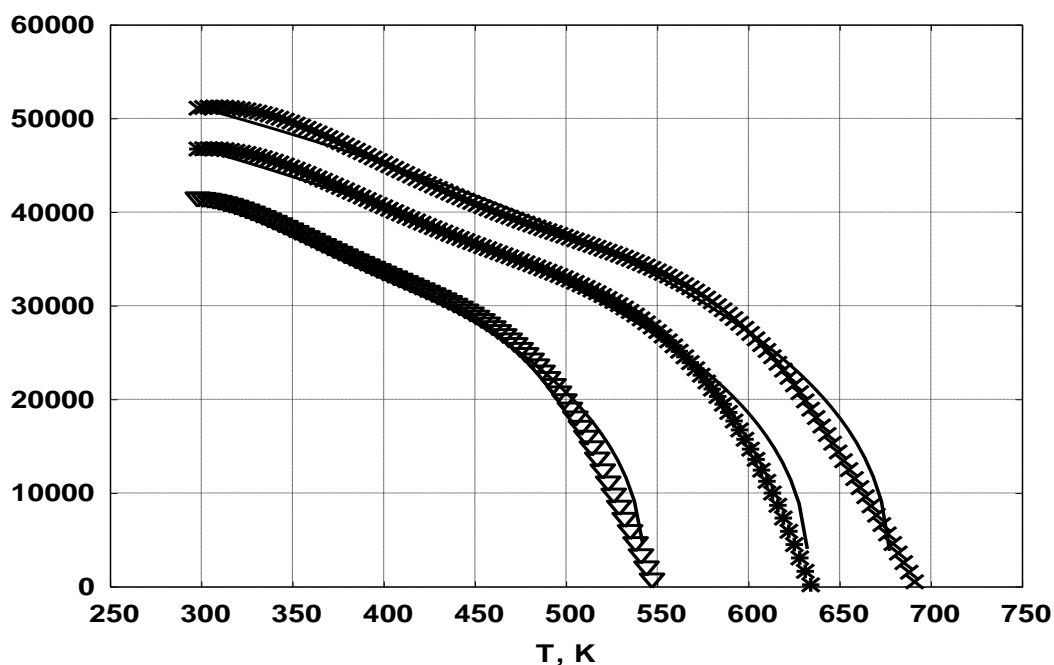
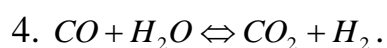
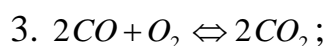
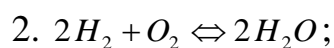
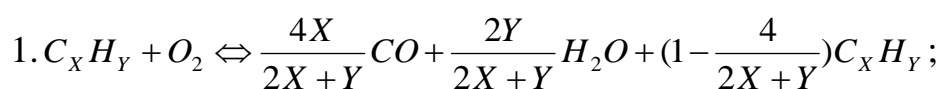


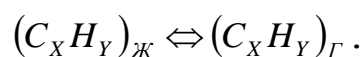
Рис.1. Теплота парообразования (× - дизельное топливо, \* - керосин, ∇ - бензин (расчет по восстановленным зависимостям потенциалов Гиббса жидкой и газовой фаз), сплошные линии - эмпирические формулы (Табл. 1).

Необходимо отметить, что при построении физико-математических моделей взрывных процессов крайне важно использовать согласованные модели термодинамических свойств веществ и химической кинетики. В настоящей работе используется модель термодинамики основанная на зависимости потенциала Гиббса от температуры, давления и состава для всех, используемых при численном моделировании, газообразных и жидких компонентов (в том числе и “псевдовеществ”. Также все химические и фазовые превращения считаются обратимыми, при этом константы скоростей прямых и обратных реакций согласуются между собой в рамках принципа детального равновесия [24].

Для моделирования продуктов сгорания топлива, рассматривается смесь, состоящая из 7 компонент:  $C_xH_y$ ,  $O_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$ ,  $H_2$ ,  $N_2$ , химические превращения между которыми описываются брутто-механизмом, заимствованным из [25] и модифицированным в [15].



Процесс испарения горючего может быть описан химической реакцией [2,15]:



**Численное моделирование детонации керосина в воздухе в модельной ударной трубе**

Численное моделирование проводилось с использованием оригинального сеточно-характеристического метода [9-12], расчетными узлами, при этом, являлись траектории газа и частиц, траектория ударной волны, контактного разрыва, характеристики, образующие веер волн разрежения, граничные траектории частиц и границы расчетной области. При этом ударные волны, контактные разрывы и граничные траектории частиц моделировались двумя подвижными узлами расчетной сетки, координата и скорость движения которых были равны, а перепады параметров удовлетворяли условиям динамической совместности. Число расчетных узлов выбиралось из условия сходимости результатов.

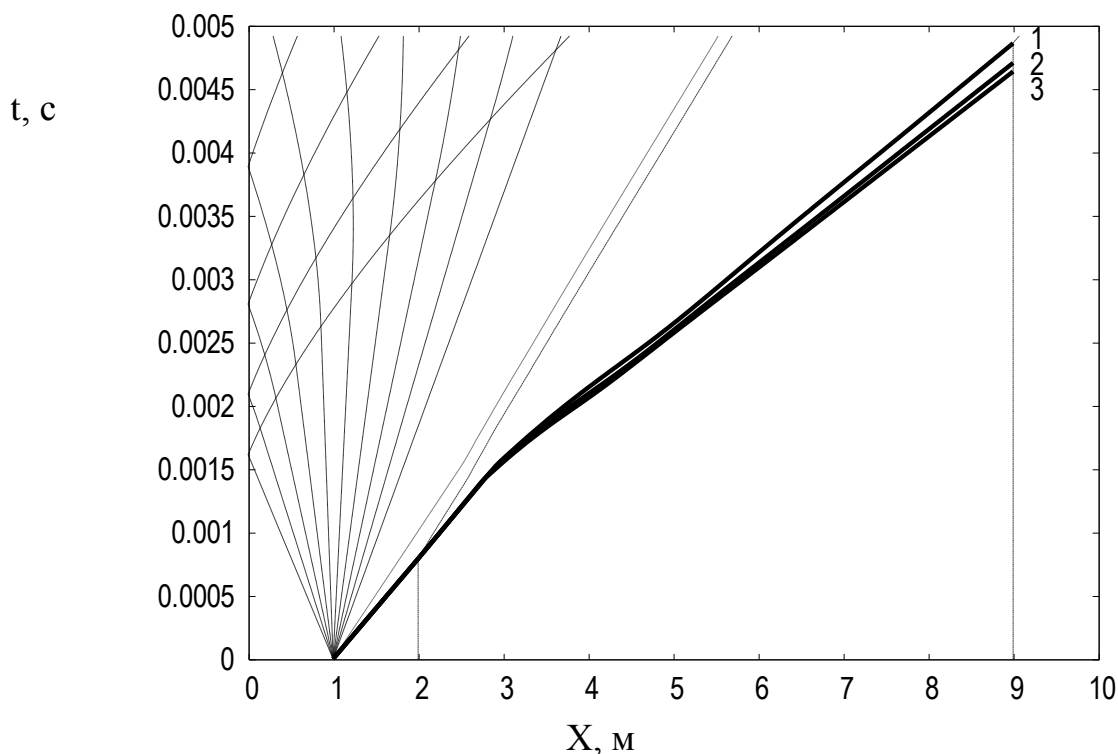


Рис. 2. Временная развертка течения в ударной трубе ( крупный пунктир – характеристики, образующие веер волн разрежения; пунктир – контактный разрыв; штрих-пунктир – границы области распространения капель керосина; сплошная линия – траектория головной ударной волны при различных

значениях отношения массы капель к массе воздуха (1 – 0.06, 2 – 0.08, 3 – 0.1).

Исследовалось течение в ударной трубе (рис. 2), заполненной воздухом, возникающее после распада разрыва на границе камер высокого ( $X < 1$  м) и низкого давления. Капли керосина размещались при  $2 < X < 9$  м. После распада разрыва образовывалась ударная волна, которая инициировала испарение капель керосина и воспламенение горючей смеси.

Временная развертка течения (рис. 2) приведена схематично и объединяет на одном рисунке три варианта расчета течений при различных значениях отношения массы капель к массе воздуха. Во всех трех расчетах траектории характеристик, образующих веер волн разрежения, контактный разрыв и граничная траектория частиц практически сливаются, существенно отличаются только траектории головной ударной волны (с точки излома на графике – детонационной).

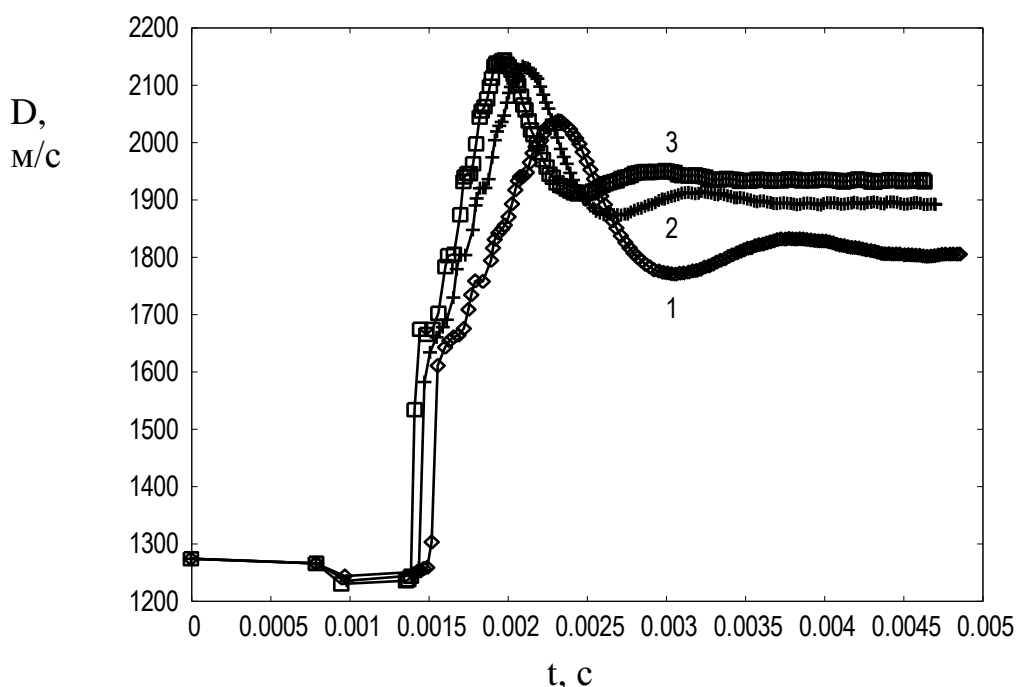


Рис. 3 Зависимость скорости ударной волны от времени при различных значениях отношения массы капель к массе воздуха (1 – 0.06, 2 – 0.08, 3 – 0.1).

Диаметр капель керосина – 40 мкм.

Скорость ударной волны (рис. 3) после входа в двухфазную область в начале несколько падает, затем капли испаряются, начинаются экзотермические химические реакции (температура за ударной волной после распада разрыва составляет около 1000 К (рис. 4), что превышает температуру самовоспламенения горючей смеси), образуется волна горения, сопровождающаяся ростом давления, которая распространяется вслед за ударной волной. В момент времени около 1.4 мс, образовавшаяся перед фронтом горения, ударная волна догоняет головную ударную волну (рис. 3), что приводит к резкому увеличению ее скорости и к образованию детонационной волны. К моменту времени около 3 мс детонационная волна выходит на режим распространения близкий к стационарному.

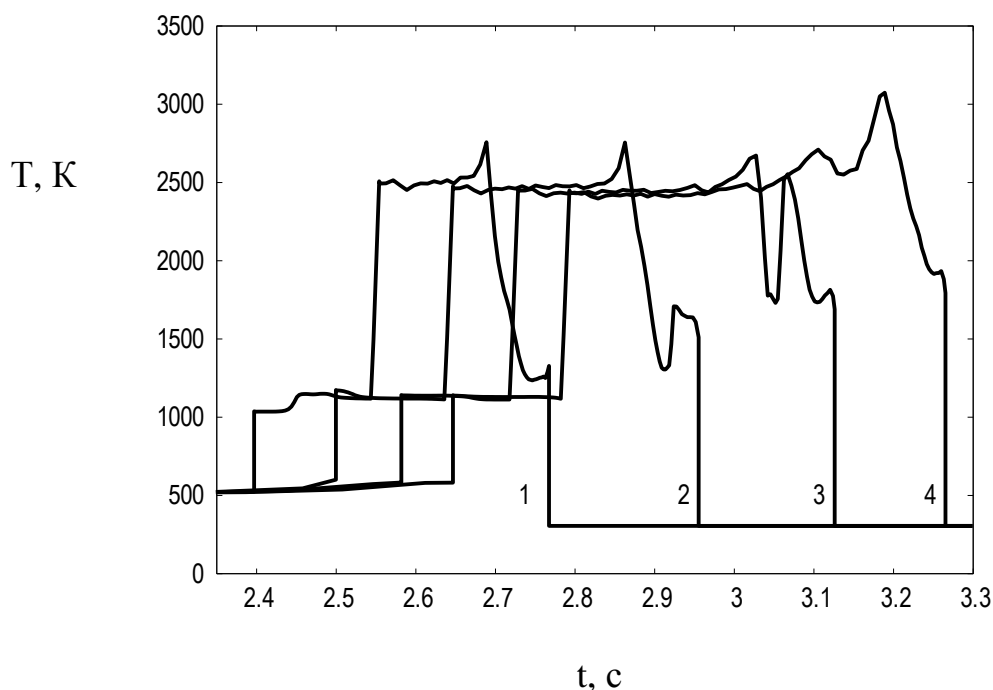


Рис. 4. Распределение температуры в различные моменты времени (1 – 1.41 мс, 2 – 1.53 мс, 3 – 1.63 мс, 4 – 1.70 мс). Отношение массы капель к массе воздуха – 0.1.



Необходимо отметить, что расчетным путем получена картина течения с двумя очагами воспламенения, качественно совпадающая с наблюдаемой в экспериментах. После ускорения головной ударной волны температура за ней существенно выросла, что привело к воспламенению горючей смеси непосредственно за ударной волной (рис. 4, кривые 1-3). При дальнейшем распространении детонационной волны очаги воспламенения слились, образовав непрерывную область “сгоревшего” газа (рис. 4, кривая 4).

### **Выводы**

Разработаны физико-математическая модель, вычислительные алгоритмы и комплекс программ для моделирования инициирования и распространения детонационной волны в канале по газокапельной горючей смеси.

Разработана и оттестирована самосогласованная методика восстановления непротиворечивой системы теплофизических свойств тяжелого углеводородного горючего в жидком и газообразном состояниях.

Проведено численное моделирование детонации газокапельной керосино-воздушной горючей смеси в модельной ударной трубе при различных соотношениях горючее-окислитель. Расчетным путем получена временная развертка процесса, включающая: взаимодействие падающей ударной волны с керосино-воздушной газокапельной горючей смесью; нагрев горючей смеси; испарение капель керосина с последующими экзотермическими газофазными химическими превращениями; образование волны сжатия; формирование и

распространение волны детонации; выход детонационной волны на режим, близкий к стационарному.

Расчетным путем обнаружено, наблюдаемое в экспериментальных исследованиях, двухочаговое воспламенение горючей смеси.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (14-08-01147-а).

### **Библиографический список**

1. Сполдинг Д.Б. Основы теории горения. - М.: Госэнергоиздат, 1959. - 320 с.
2. Дрегалин А.Ф., Зенуков И.А., Крюков В.Г., Наумов В.И. Математическое моделирование высокотемпературных процессов в энергоустановках / Под ред. В.Е. Алемасова. – Казань, Изд-во Казанского университета, 1985, - 263 с.
3. Вопросы использования детонации в технологических процессах / Под ред. В. Ф. Митрофанова - Новосибирск, СО АН СССР, 1986. - 143 с.
4. Ждан С.А. Модели нестационарных детонационных волн в газочапельных средах и проблема инициирования // Сборник трудов «Механика реагирующих сред и ее приложения». Новосибирск, Наука, 1989. С. 96-106.
5. High-Speed Deflagration and Detonation: Fundamentals and Control [Edited by G.D.Roy, S.M.Frolov, D.W.Netzer and A.A.Borisov], Moscow, ELEX-KM Publishers, 2001, 384 p.
6. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. - М.: Физматлит, 2003.-352 с.

7. Митрофанов В.В. Детонация гомогенных и гетерогенных систем.- Новосибирск, Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 2003. - 200 с.
8. Фролов С.М., Басевич В.Я. Горение капель / Под ред. Ю.В.Полежаева. - М.: Энергомаш, 2006. С. 130-159.
9. Пирумов У.Г. Математическое моделирование в проблемах охраны воздушного бассейна.- М.: Изд-во МАИ, 2001.-340 с.
10. Гидаспов В.Ю., Карпов А.А. Численное исследование динамики аэрозоля в задаче о загрязнении верхней атмосферы // Математическое моделирование. 1999. Т.11. №2. С. 65-73.
11. Гидаспов В.Ю., Стрельцов В.Ю. Исследование влияния капель распыленной воды на воспламенение и детонацию водородо-воздушной смеси // Математическое моделирование. 2004. Т. 16. № 6. С.123-126.
12. Волков В.А., Гидаспов В.Ю., Пирумов У.Г., Стрельцов В.Ю. Численное моделирование течений реагирующих газочапельных и газовых смесей в экспериментах по воспламенению метанола // Теплофизика высоких температур. 1998. Т. 36. № 3. С. 424-434.
13. Гидаспов В.Ю., Москаленко О.А., Пирумов У.Г. Численное моделирование стационарных детонационных волн в газовых и газочапельных реагирующих смесях // Вестник Московского авиационного института. 2009. Т. 16. № 2. С. 51-61.

14. Гидаспов В.Ю. Численное моделирование стационарных детонационных волн в смеси частиц алюминия с воздухом // Труды МАИ, 2011, № 49: [http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=28605&PAGEN\\_2=3](http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=28605&PAGEN_2=3)
15. Гидаспов В.Ю., Москаленко О.А., Пирумов У.Г. Численное моделирование стационарных волн горения и детонации в керосино-воздушной горючей смеси // Вестник Московского авиационного института. 2014. Т. 21. № 1. С. 169-177.
16. Мосолов С.В., Сидлеров Д.А., Пономарев А.А. Сравнительный анализ особенностей рабочего процесса в камерах сгорания ЖРД со струйно-струйными и струйно-центробежными форсунками на основе численного моделирования // Труды МАИ, 2012, №59: <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=34989>
17. Сидлеров Д.А., Пономарев А.А. Численное моделирование режимов испарения и горения капельных струй топлива в камерах сгорания жидкостных ракетных двигателей // Труды МАИ, 2014, № 77: <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=53138>
18. Теплофизические свойства некоторых авиационных топлив в жидком и газообразном состояниях / Под ред. Н.Б.Варгафтика. - М.: Оборонгиз, 1961. - 162 с.
19. Дубовкин Н. Ф. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания. - М.-Л.: Госэнергоиздат, 1962. –288 с.
20. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и

жидкостей. - М.: Физматгиз, 1963. -708 с.

21. Жоров Ю.М. Моделирование физико-химических процессов нефтепереработки и нефтехимии. - М.: Химия, 1978. – 376 с.

22. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. - Л.: Химия, 1982. – 592 с.

23. Большаков Г. Ф. Физико-химические основы применения топлив и масел. - Новосибирск, Наука, 1987. - 209 с.

24. Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. – М.: Наука, 1978. - 328 с.

25. Басевич В.Я., Фролов С.М. Глобальные кинетические механизмы, использующиеся при моделировании многостадийного самовоспламенения углеводородов в реагирующих течениях // Химическая физика. 2006. Т. 25. № 6. С. 54-62.