

К ТЕОРИИ ПРЕДЕЛОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ (ГАЗ — ПЛЕНКА) ДЕТОНАЦИИ

С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий

Рассматривается процесс распространения детонации в трубе, заполненной газообразным окислителем, на стенки которой нанесена пленка углеводородного горючего с низкой упругостью пара при начальных условиях. Предпринята попытка получить критериальные зависимости, связывающие диаметр трубы, начальное давление и теплофизические свойства окислителя и состав гетерогенной системы, которые определяют возможность или невозможность распространения детонации в данной гетерогенной системе.

Существующие модели [1—4] не в состоянии объяснить существование [5] пределов гетерогенной детонации. Лишь в [6] указывается на принципиальную возможность существования пределов, связанных с кинетикой образования паров горючего. Однако расчеты предельных параметров, таких как диаметр трубы, начальное давление окислителя, предельно бедный состав гетерогенной системы (богатого предела не существует [7]) и т. д. в [6] отсутствуют.

Схематическое изображение фронта гетерогенной детонации, полученное на основании экспериментальных данных [8, 9], представлено на рис. 1. Фронт детонации состоит из ударного фронта и протяженной турбулентной зоны горения за ним, имеющей вид конуса. Зона горения начинается на некотором расстоянии $x_0 = 1 \div 3$ см за ударным фронтом. Однако существенным моментом предложенных к настоящему времени моделей гетерогенной детонации [1—4, 6] является предположение о том, что зона горения начинается непосредственно за ударным фронтом.

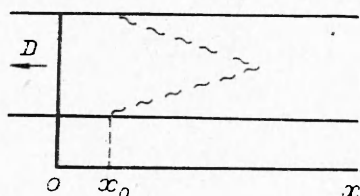


Рис. 1.

Наличие же так называемого «начального участка» ox_0 (см. рис. 1) обуславливает задержку между ударным фронтом и началом зоны горения, аналогичную до некоторой степени периоду индукции в гомогенной детонации. По аналогии с теорией пределов гомогенной детонации [10], пределы гетерогенной детонации в предлагаемой работе связываются с потерями импульса и энергии на участке ox_0 между ударным фронтом и началом зоны горения.

При расчетах течение на начальном участке предполагается турбулентным, а поверхность пленки углеводородного горючего — гладкой. Расчеты проведены для систем с начальной температурой $T_1 = 293$ К, окислитель — кислород.

Влияние длины начального участка на скорость детонации

В рамках одномерной диффузионной модели [3, 4] в системе координат, связанной с ударным фронтом, уравнения сохранения массы, импульса и энергии имеют вид

$$S\rho u = S\rho_1 D + l \left[\int_0^{x_0} m^0 dx + \int_{x_0}^x m dx \right],$$

$$S(p + \rho u^2) = S(p_1 + \rho_1 D^2) + Dl \left[\int_0^{x_0} m^0 dx + \int_{x_0}^x m dx \right] +$$

$$\begin{aligned}
& + l \left[\int_0^{x_0} \tau_w^0 dx + \int_{x_0}^{\infty} \tau_w dx \right], \\
& S \rho_1 (h + u^2/2) = S \rho_1 D (h_1 + D^2/2) + S \rho_1 D H_{ox} W + \\
& + (h_{fu}^w + D^2/2) l \left[\int_0^{x_0} m^0 dx + \int_{x_0}^{\infty} m dx \right] + D l \left[\int_0^{x_0} \tau_w^0 dx + \int_{x_0}^{\infty} \tau_w dx \right] - \\
& - l \left[\int_0^{x_0} q_w^0 dx + \int_{x_0}^{\infty} q_w dx \right],
\end{aligned}$$

где S и l — площадь поперечного сечения и периметр трубы; x — расстояние от ударного фронта; D — скорость распространения ударного фронта; u — скорость потока относительно ударного фронта; p , ρ и h — давление, плотность и энтальпия; h_{fu}^w — энтальпия паров горючего у поверхности пленки; m — массовая скорость испарения горючего с единицы поверхности пленки; τ_w — касательное напряжение трения; q_w — тепловой поток к единице поверхности пленки горючего или трубы (после окончания испарения пленки); H_{ox} — тепловыделение на грамм прореагировавшего окислителя; W — доля прореагировавшего окислителя. Индекс 1 относится к исходному состоянию окислителя, индекс 0 — к параметрам на начальном участке. В отличие от [3, 4], приведенные соотношения учитывают скорость испарения m^0 , трение τ_w^0 и теплопотери q_w^0 на участке ox_0 между ударным фронтом и началом зоны горения. Скорость испарения m^0 на начальном участке значительно меньше скорости испарения m в зоне горения.

Согласно [3, 4], для определения скорости детонации необходимо провести анализ течения за ударным фронтом при различных скоростях его распространения D . Значение $D = D_s$, при котором на некотором расстоянии от ударного фронта течение характеризуется наличием плоскости Чемпена — Жуге, отвечает скорости стационарной детонации. Для анализа течения необходимо определить соотношения между безразмерными массоподачей η_1 , трением η_2 , теплопотерями η_3 и долей прореагировавшего окислителя W :

$$\begin{aligned}
\eta_1 &= \int_0^{x_0} \frac{l m^0}{S \rho_1 D} dx + \int_{x_0}^{\infty} \frac{l m}{S \rho_1 D} dx, \quad \eta_2 = \int_0^{x_0} \frac{l \tau_w^0}{S \rho_1 D^3} dx + \int_{x_0}^{\infty} \frac{l \tau_w}{S \rho_1 D^3} dx, \\
\eta_3 &= \int_0^{x_0} \frac{l q_w^0}{S \rho_1 D^3} dx + \int_{x_0}^{\infty} \frac{l q_w}{S \rho_1 D^3} dx, \quad W = W(x).
\end{aligned}$$

В [3, 4] приведены соотношения между η_1 , η_2 , η_3 , W в предположении, что зона горения начинается непосредственно за ударным фронтом. На участке испарения пленки горючего значения η_2 , η_3 , W — функции безразмерной массоподачи η_1 . Если для вычисления скорости детонации пренебречь массоподачей горючего на начальном участке

$$\eta_1^0 = \int_0^{x_0} \frac{l m^0}{S \rho_1 D} dx = 0 \quad (1)$$

что, как показано ниже, достаточно корректно, то можно воспользоваться полученной в [3] зависимостью между W и η_1 . Что касается безразмерных трения и теплопотерь, то полученные в [3] величины $\eta_2(\eta_1)$ и $\eta_3(\eta_1)$ должны быть увеличены соответственно на величины

безразмерных трения η_2^0 и теплотер η_3^0 на начальном участке:

$$\eta_2^0 = \int_0^{x_0} \frac{l\tau_w^0}{S\rho_1 D^2} dx, \quad \eta_3^0 = \int_0^{x_0} \frac{lq_w^0}{S\rho_1 D^2} dx. \quad (2)$$

После окончания испарения пленки $\eta_1 = \text{const}$ и η_2, η_3, W есть функции безразмерного расстояния [4]

$$\xi = \int_{x_v}^x \frac{4D_T}{ud^2} dx$$

от плоскости $x=x_v$, где заканчивается испарение пленки. Здесь D_T — коэффициент турбулентной диффузии, d — диаметр трубы.

Таким образом, если пренебречь массоподачей горючего на начальном участке, то зависимости между величинами $\eta_1, \eta_2, \eta_3, W$ имеют вид

$$\eta_2 = \eta_2^0 + \eta_2(\eta_1, \xi), \quad \eta_3 = \eta_3^0 + \eta_3(\eta_1, \xi), \quad W = W(\eta_1, \xi), \quad (3)$$

где $\eta_2(\eta_1, \xi), \eta_3(\eta_1, \xi), W(\eta_1, \xi)$ — зависимости, полученные в [3, 4] для величин η_2, η_3, W соответственно.

Величины τ_w^0 и q_w^0 в (2) будем полагать равными соответствующим величинам за бегущей ударной волной [11]:

$$\tau_w^0 = (c_f/2) \rho_0 (D_s - u_0)^2; \quad q_w^0 = \rho_0 (D_s - u_0) St [h_0 - h_w + (D_s - u_0)^2/2], \quad (4)$$

где ρ_0 — плотность окислителя за ударным фронтом; u_0 — скорость ударно-сжатого окислителя относительно ударного фронта; h_0 и h_w — энтальпия окислителя за ударным фронтом и у поверхности пленки; c_f — местный коэффициент трения; St — число Стантона. Подставляя (4) в (2) и считая справедливой аналогию Рейнольдса $c_f/2 = St$, имеем

$$\eta_3^0 = \sigma_0^{-1} (1 - u_0/D_s)^2 \frac{l}{S} \int_0^{x_0} St dx, \quad (5)$$

$$\eta_2^0 = \eta_3^0, \quad (6)$$

где $\sigma_0 = \rho_1/\rho_0$ — безразмерная плотность окислителя за ударным фронтом. При выводе (5) величиной $h_w - h_1$ (h_1 — энтальпия окислителя в исходном состоянии) пренебрегалось по сравнению с $h_0 - h_1$ и использовалось соотношение $h_0 - h_1 = (D_s^2 - u_0^2)/2$ [12].

Соотношения (3) позволяют в соответствии с [3, 4] провести анализ течения за ударным фронтом и получить значение скорости стационарной детонации D_s для известных трения η_2^0 и теплотер η_3^0 на начальном участке.

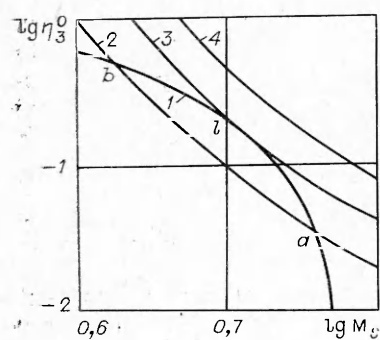


Рис. 2.

Поскольку $\eta_2^0 = \eta_3^0$, то влияние трения и теплотер на начальном участке на скорость детонации D_s может быть представлено в виде зависимости D_s от величины безразмерных теплотер η_3^0 на этом участке. На рис. 2, 1 представлена расчетная зависимость падения числа Маха детонационной волны по мере увеличения потерь на начальном участке для гетерогенной системы стехиометрического состава декан — кислород. Расчеты показали, что для различных углеводородных горючих кривые $M_s(\eta_3^0)$

практически совпадают, что позволяет считать приведенную на рис. 2 зависимость справедливой для любой гетерогенной системы стехиометрического состава. Аналогичным образом ведут себя кривые $M_s (\eta_3^0)$ и для систем другого состава.

Диффузионная модель пределов гетерогенной детонации

Задержка между ударным фронтом и началом зоны горения связана, вообще говоря, с процессом образования горючей смеси за ударным фронтом и с кинетикой реакции окисления образовавшейся смеси. В диффузионной модели предполагается, что указанная задержка определяется лишь процессом смесеобразования — разогревом поверхности пленки горючего до температуры T_α , при которой концентрация паров горючего α достаточна для образования горючей смеси по крайней мере в непосредственной близости от поверхности пленки.

Следует отметить, что ошибка в определении α приведет лишь к малой погрешности при вычислении T_α , так как концентрация паров меняется экспоненциально с изменением температуры поверхности пленки. В соответствии с этим для вычисления T_α достаточно иметь оценку α . В частности, за величину α может быть взята весовая концентрация паров углеводородного горючего в предельно бедной горючей смеси при температуре 20°C и давлении 1 атм [13]:

$$\alpha = 3,5 \cdot 10^{-2}. \quad (7)$$

При известной концентрации паров и давлении за ударным фронтом T_α может быть определена либо из таблиц, либо вычислена на основании уравнения Клапейрона — Клаузиуса

$$T_\alpha = T_b \left\{ 1 + \frac{RT_b}{L} \ln \left[\frac{1 + (1/\alpha - 1) (\mu_{fu}/\mu_{ox})}{p} \right] \right\}, \quad (8)$$

где T_b — температура кипения углеводородного горючего при давлении 1 атм; p — давление за ударным фронтом, атм; r — универсальная газовая постоянная; L — скрытая теплота испарения; μ_{fu} и μ_{ox} — молекулярные веса горючего и окислителя. Давление за ударным фронтом определяется начальным давлением окислителя p_1 и числом Маха детонационной волны M_s [12]:

$$p/p_1 = [2\gamma M_s^2 + (\gamma - 1)]/[\gamma + 1], \quad (9)$$

где γ — отношение теплоемкостей окислителя. Как следует из (8) и (9), T_α слабо зависит от скорости детонационной волны. В соответствии с этим для детонации, распространяющейся со скоростью $D_s = 1000 \div 2000$ м/с, температура T_α с удовлетворительной точностью может быть вычислена по формуле

$$T_\alpha = T_b \left\{ 1 + \frac{RT_b}{L} \ln \left[\frac{1 + (1/\alpha - 1) (\mu_{fu}/\mu_{ox})}{25p_1} \right] \right\},$$

где p_1 — начальное давление окислителя. Температура T_α , таким образом, определяется теплофизическими свойствами горючего и начальным давлением окислителя.

При известной величине T_α длина начального участка x_0 может быть определена из соотношения

$$T_\alpha - T_1 = \frac{D_s^{-1/2}}{V \rho' c_p' \lambda'} \int_0^{x_0} \frac{q_w^0(x)}{V x_0 - x} dx, \quad (10)$$

где ρ' , c_p' и λ' — плотность, теплоемкость и теплопроводность горючего, полученного в [14] для разогрева поверхности за бегущей ударной волной. В соответствии с (4) и (10) для вычисления x_0 необходимо иметь зависимость для числа St за бегущей над испаряющейся поверхностью ударной волной,

$$St = \psi St_0,$$

где St_0 — число Стантона над непроницаемой поверхностью; ψ — коэффициент, учитывающий уменьшение числа Стантона за счет испарения (вдува) горючего. Как следует из [11],

$$St_0 = 3,7 \cdot 10^{-2} Re^{-0,2}, \quad (11)$$

где $Re = (D_s - u_0)/\nu$ — число Рейнольдса; ν — кинематическая вязкость ударно-сжатого окислителя. Величина же ψ может быть вычислена по формуле $\psi = [\ln(1+B)]/B$ [15], где $B = m^0/\rho_0(D - u_0)St$ — параметр вдува. Согласно [15], величина B определяется пристеночной концентрацией c_{fu}^w испаряемого горючего: $B = c_{fu}^w/(1 - c_{fu}^w)$. Поскольку на начальном участке концентрация паров горючего мала (не превышает $\alpha = 0,035$ (7)), то

$$B < 0,04. \quad (12)$$

Поэтому величина ψ близка к единице ($0,98 < \psi < 1$), и блокирующим эффектом испарения пленки можно пренебречь; число Стантона на начальном участке с хорошей точностью может быть вычислено по (11). При этом из (10) легко получить

$$x_0 = 1,1 \cdot 10^3 \frac{(T_\alpha - T_1)^{10/3} (\rho' c_p' \lambda')^{5/3} (1 + 5M_s^{-2})^{7/3}}{a_1^{25/3} \rho_1^{8/3} \mu_1^{2/3}} \frac{M_s^{-25/3}}{(1 - M_s^{-2})^6}, \quad (13)$$

где a_1 и μ_1 — скорость звука и вязкость окислителя в исходном состоянии.

Интегрируя (5) с учетом (13) и используя соотношения, связывающие параметры исходного и ударно-сжатого окислителя [12], получаем соотношение, связывающее величину η_3^0 с числом Маха M_s :

$$\eta_3^0 = 1,26 \cdot 10^2 X \frac{(1 + 5M_s^{-2})}{(1 - M_s^{-2})^3} M_s^{-20/3}, \quad X = \frac{(T_\alpha - T_1)^{8/3}}{\rho_1^{7/3} a_1} \frac{\rho' c_p' \lambda'}{\mu_1^{4/3} a_1^{10/3}}. \quad (14)$$

Величины η_3^0 и M_s связаны между собой параметром X , который определяется теплофизическими свойствами окислителя и горючего, а также диаметром трубы и начальным давлением окислителя.

Полученные зависимости $M_s(\eta_3^0)$ и $\eta_3^0(X, M_s)$ позволяют составить систему уравнений:

$$\begin{aligned} M_s &= M_s(\eta_3^0), \\ \eta_3^0 &= \eta_3^0(X, M_s). \end{aligned} \quad (15)$$

Решение (15) позволит при заданной величине X определить как M_s , так и величину η_3^0 , характеризующую потери на начальном участке. Решение (15), кроме того, позволит определить границы изменения X , при которых (15) имеет решение, что позволит указать пределы возможности распространения гетерогенной детонации.

Графическое решение (15) при различных X для гетерогенной системы стехиометрического состава приведено на рис. 2. Как следует из рис. 2, для сравнительно малых $X = 0,25$ (рис. 2, 2) система (15) имеет два решения, которым соответствуют точки a и b . Стационарному про-

цессу соответствует точка пересечения a , неустойчивому процессу — точка b . В этом случае при малом уменьшении скорости детонации резко возрастает η_c^0 (14), что ведет к затуханию детонации. Наоборот, небольшое увеличение D_s приводит к дальнейшему росту D_s : процесс «скатывается» в точку a .

При сравнительно больших значениях $X=1$ (рис. 2, 4) система (15) не имеет решений: при столь больших X распространение детонации невозможно. Наконец, при единственном для данной гетерогенной системы значении $X=X_i=0,494$ (рис. 2, 3) система (15) имеет единственное решение — точка l . Значение $X=X_i$ — предельное для рассматриваемой гетерогенной системы. Распространение детонации возможно лишь при $X \leq X_i$. Значения M_s и η в точке l отвечают предельно малому $M_{s,l}$ и максимально возможным потерям на начальном участке $\eta_{3,l}^0$.

Аналогичным образом можно определить предельные значения X , M_s и η_3^0 для гетерогенных систем другого состава. Результаты расчета в виде критериальной зависимости в области φ, X , где φ — коэффициент избытка горючего в системе, представлены на рис. 3 (1 — гексадекан; 2, 3 — нефтяные масла). Нанесенная на рис. 3 кривая отвечает расчетной зависимости $X_i(\varphi)$. Левее приведенной кривой лежит область значений φ и X , в которой детонация возможна, правее — невозможна. Для достаточно переобогащенных систем ($\varphi > 1,7$) предельное значение X не зависит от состава системы и составляет $X_i=0,494$. Для обедненных систем имеет место резкое падение X по мере уменьшения массы горючего в системе. Независимость X от величины φ для достаточно переобогащенных систем вытекает из независимости скорости детонации от состава для подобных систем [3]. Для бедных систем уменьшение X объясняется падением скорости детонации [4].

Максимальная величина потерь на начальном участке $\eta_{3,l}^0$, как следует из расчетов, слабо зависит от состава гетерогенной системы

$$\eta_{3,l}^0 = \eta_{2,l}^0 = 0,1 \div 0,2. \quad (16)$$

Величина безразмерного количества горючего $\eta_{1,i}^0$, испарившегося на начальном участке, может быть определена из соотношения [3]

$$\eta_1^0 = [(\gamma + 1)/2] \int_0^{\eta_2^0} B d\eta_2. \quad (17)$$

Подставляя в (17) оценочное значение B (12) и величину $\eta_{2,l}^0$ (16), получаем, что безразмерная масса испарившегося на участке ox_0 горючего не превышает

$$\eta_1^0 < 10^{-2},$$

что примерно в 30 раз меньше стехиометрического соотношения. При этом массоподача горючего на начальном участке существенно меньше массоподачи горючего, необходимой для поддержания гетерогенной детонационной волны, распространяющейся со скоростью $D_s=1000 \div 2000$ м/с [4], что позволяет при расчетах скорости детонации пренебрегать (как это было сделано выше) массоподачей на начальном участке.

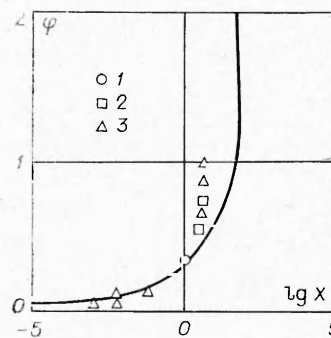


Рис. 3.

Что касается предельного падения скорости детонации, то, как показали расчеты, отношение предельного числа Маха детонационной волны к числу Маха детонации без потерь составляет

$$M_{s,1}/M_{s,0}=0,84$$

и не зависит от состава системы. Столь малое предельное уменьшение скорости детонации объясняется сильной зависимостью потерь η_3^0 (14) на начальном участке от D_s : уже при малом уменьшении D_s резко возрастают потери на начальном участке, что приводит к затуханию детонации.

Поскольку падение скорости детонации за счет потерь на участке ox_0 не превышает 16%, можно сравнивать расчетные значения скорости детонации, полученные в [1—4] без учета потерь на начальном участке, с результатами экспериментов, в которых величина ox_0 обычно не приводится.

Кинетическая модель пределов гетерогенной детонации

Предполагается, что задержка между ударным фронтом и началом зоны горения определяется кинетикой реакции окисления образовавшейся за ударным фронтом горючей смеси. С учетом этого предположения для расчета длины начального участка достаточно считать, что горючая смесь образуется непосредственно за ударным фронтом, а величина задержки равна периоду химической индукции τ_i образовавшейся смеси. При этом

$$x_0 = \tau_i u_0.$$

Согласно [16], величина τ_i связана с T_0 за ударным фронтом соотношением

$$\tau_i = \tau_0 \exp[E/RT_0],$$

где $\tau_0 = 10^{-14/6}$ с; E — энергия активации. Для жидких углеводородов $E = 30 \div 40$ ккал/моль [13]. Используя соотношения, связывающие T_0 и u_0 за ударным фронтом с M_s [12], получаем

$$x_0 = 0,17 a_1 \tau_0 M_s (1 + 5M_s^{-2}) \exp[7,2(E/RT_1)/(M_s^2 + 5)]. \quad (18)$$

Интегрируя (5) с учетом (18) и пренебрегая, как и ранее, уменьшением числа St на начальном участке за счет массоподачи горючего, имеем

$$\eta_3^0 = 0,11 X^1 (1 - M_s^{-2})^{1,8} (1 + 5M_s^{-2})^{0,1} M_s^{0,8} \exp[7,2(E/RT_1)/(M_s^2 + 5)], \quad (19)$$

$$X^1 = a_1^{0,6} \mu_1^{0,2} \tau_0^{0,8} / (\rho_1^{0,2} d). \quad (20)$$

В соответствии с (19) величины η_3^0 и M_s связаны между собой безразмерной энергией активации E/RT_1 и параметром X^1 ; величина X^1 определяется теплофизическими свойствами окислителя, кинетическим параметром τ_0 , а также диаметром трубы и начальным давлением окислителя.

Соотношение (19) и рассчитанная зависимость $M_s(\eta_3^0)$ позволяют составить систему двух уравнений относительно M_s и η_3^0

$$\begin{aligned} M_s &= M_s(\eta_3^0), \\ \eta_3^0 &= \eta_3^0(X^1, E/RT_1, M_s). \end{aligned} \quad (21)$$

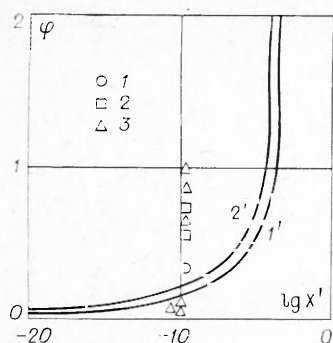


Рис. 4.

Как показал анализ, решение (21) возможно лишь при

$$X^1 \leq X_l^1(\varphi, E/RT_1), \quad (22)$$

где величина X_l^1 определяется составом гетерогенной системы φ и безразмерной энергией активации E/RT_1 . Условие (22) является условием возможности распространения детонации в рамках кинетической модели. Расчетная зависимость $X_l^1(\varphi)$ для энергий активации $E=30$ и 40 ккал/моль (кривые $1'$ и $2'$) представлена на рис. 4 (1 — гексадекан; $2, 3$ — нефтяные масла). Детонация возможна в области φ, X^1 , лежащей левее приведенных кривых, правее — невозможна.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных

Экспериментальные данные по пределам гетерогенной детонации приведены в [5, 17], где при фиксированном давлении окислителя и диаметре трубы определялся предельно бедный состав гетерогенной системы, при котором возможно распространение детонации. Эксперименты проводились в трубах диаметром $d=2,2 \div 3$ см, заполненных кислородом, при давлении $1 \div 40$ атм. В качестве горючего применялись *n*-гексадекан и нефтяные масла: промышленное-12, П-28, КС-19, КС-28, КВ-28; инициатор — гетерогенная детонационная волна, сформированная на начальном участке трубы, где стенки покрывались «толстым» слоем горючего.

Полученные в рамках диффузионной и кинетической модели пределы зависимости определяют, с одной стороны, при заданной величине φ предельные значения X и X^1 и, с другой стороны, при известных значениях X и X^1 — предельно бедный состав гетерогенной системы φ , при котором возможно распространение гетерогенной детонации. Сравнение экспериментальных данных по предельно бедному составу с рассчитанными на основании диффузионной и кинетической модели приведено на рис. 3 и 4 соответственно. Как следует из рис. 3, наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных данных по пределам гетерогенной детонации с рассчитанными на основании диффузионной модели.

В кинетической модели, как следует из рис. 4, не наблюдается корреляции экспериментальных и расчетных значений предельно бедного состава. Это означает, что пределы гетерогенной детонации не определяются кинетикой реакции окисления. По-видимому, для сравнительно больших скоростей детонации период химической индукции много меньше времени разогрева пленки горючего до температуры T_a . Для сравнительно малых скоростей детонации поджигание образовавшейся горючей смеси может осуществляться турбулентными пульсациями из зоны горения, и механизм распространения передней границы зоны горения является, по-видимому, механизм турбулентного распространения пламени.

Таким образом, сравнение экспериментальных и расчетных данных позволяет сделать вывод о том, что диффузионная модель пределов гетерогенной детонации, основанная на предположении о связи пределов с потерями импульса и энергии на участке образования горючей смеси за ударным фронтом, является достаточно корректной и может быть использована для расчета параметров гетерогенной системы, при кото-

рых распространение детонации оказывается невозможным. Полученная критериальная зависимость (см. рис. 3) может быть использована при планировании экспериментальных работ по пределам гетерогенной детонации.

*Институт химической физики
АН СССР, Москва*

*Поступила в редакцию
18/VI 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Sichel, C. S. Rao, J. A. Nicholls. 13-th Symposium (International) on Combustion, Utah, 1970.
2. C. S. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Comb. Sci. Techn., 1972, 4, 5.
3. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3.
4. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1975, 4.
5. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 160, 4.
6. С. С. Рыбанин. Докл. АН СССР, 1966, 168, 4.
7. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
8. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. Astronautica Acta, 1966, 12, 1.
9. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
10. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
11. R. A. Hartunian, A. L. Russo, P. V. Marrone. J. Aero/Space Sci., 1960, 27, 8.
12. А. Гейдон, И. Герл. Ударная труба в химической физике высоких температур. М., «Мир», 1966.
13. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
14. Г. Майрлс.— В сб.: Ударные трубы. Под ред. Х. А. Рахматулина. М., ИЛ, 1962.
15. У. Х. Дорренс. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.
16. А. И. Сербинов, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Докл. АН СССР, 1962, 145, 6.
17. В. Ф. Комов. Канд. дис., ИХФ АН СССР, 1965.

О НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЯВЛЕНИЯХ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ЛИТОГО ТНТ

А. Н. Дремин, В. М. Нелин, В. С. Трофимов

В работах [1—3] на основании экспериментальных данных выдвинуто предположение, что при инициировании детонации ударными волнами в твердых веществах с ростом давления происходит смена механизмов превращения ВВ; при малых давлениях реакция осуществляется через «горячие точки», а при больших — в виде теплового взрыва в объеме вещества, т. е. так же, как в гомогенных жидких ВВ. Поэтому можно ожидать, что при детонации твердых ВВ будут наблюдаться нестационарные явления, характерные для жидких ВВ [1]. Для проверки этого вывода были поставлены две серии экспериментов с литым крупнокристаллическим ТНТ. Выбор этого вещества был обусловлен его большим критическим диаметром ($d_{кр} \approx 27$ мм) и малой зависимостью скорости детонации от диаметра, что указывает на его особую близость к жидким ВВ среди других твердых ВВ.

В первой серии экспериментов исследовался переход детонации из трубы с жесткими металлическими стенками в объем, чтобы обнаружить при детонации литого ТНТ такие же волны прекращения реакции, которые характерны при данной постановке опыта для жидких ВВ [1]. В экспериментах второй серии исследовались неоднородности свечения, возникающие в щелевидном зазоре между двумя детонирующими зарядами или между зарядами и пластиной из инертного материала.