

По мере приближения фронта к наблюдателю направление движения воздуха внутри вихревой зоны в соответствии с рис. 3 будет меняться, образуя встречный поток воздуха. Если создать в этот момент искусственный очаг горения, то его фронт будет распространяться навстречу основному пожару. Такой способ гашения используется практически [1].

В общем случае величины  $u_0$ ,  $a$ ,  $m$  должны определяться из решения общей динамической задачи о распространении фронта пожара, включающей в себя сведения о механизме горения, турбулентном обмене между вихревой зоной и зоной пламени и т. п. В настоящее время такая задача не сформулирована.

Привлекая дополнительные оценки, на основании полученных выше результатов можно приближенно оценивать характеристики быстрых пожаров, зная скорость их распространения. Так, например, приняв  $u_0 \sim 10$  м/с и  $Fg \sim 1,0$ , из (4) найдем характерный масштаб вихря  $a_0 \sim 10$  м. Рассмотрение баланса массы в слое выгорающего вещества за фронтом дает дополнительную связь для величины  $m/u_0 \sim K(\nu\rho_0 + \eta\rho_s)/\rho_g$ , где  $K$ ,  $\eta$  и  $\rho_s$  — высота, пористость слоя и плотность горючего материала;  $\rho_0$  и  $\rho_g$  — плотности воздуха и продуктов,  $\nu$  — стехиометрический коэффициент. Отсюда для  $K \sim 1$  м,  $\eta \sim 10^{-2}$  следует  $m/u_0 \sim 10$  м. Из (20) и (21) найдем  $x_0 \sim 15$  м и  $\eta_0 \sim 50^\circ$ . Период малых нейтральных колебаний вихревой конфигурации перед фронтом пожара составляет  $\sim 7$  с.

Поступила в редакцию  
12/XII 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вопросы лесной пирологии. Сборник. Красноярск, 1972.
2. Ю. А. Гостинцев, С. С. Новиков, Л. А. Суханов. IV Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Тезисы докладов. Черногоровка, 1974.
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц. Механика сплошных сред. М., ГИТТЛ, 1953.
4. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. Т. 1. М., «Наука», 1965.
5. А. А. Фридман. Опыт гидромеханики сжимаемой жидкости. ОНТИ, 1934.
6. Л. М. Милн-Томсон. Теоретическая гидродинамика. М., «Мир», 1964.
7. М. А. Лаврентьев, В. Б. Шабат. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М., «Наука», 1973.
8. М. Е. Кочин, И. А. Кибель, Н. В. Розе. Теоретическая гидромеханика. Т. 1. М., 1963.

УДК 662.611.2

### О ГОРЕНИИ 1,3-ДИАЗИДОПРОПАНОЛА-2

В. В. Сергеев, М. С. Кожух

(Москва)

Горение большинства взрывчатых веществ является сложным многостадийным процессом, что затрудняет его изучение. С этой точки зрения горение, основанное на экзотермическом разложении соединения представляется одним из наиболее простых видов. К числу таких веществ относятся производные азотистоводородной кислоты.

Некоторые азиды являются типичными иницирующими ВВ, другие же обладают способностью к устойчивому горению [1—4].

Из органических производных азотистоводородной кислоты изучалось горение, например, тринитротриазидобензола [4], имеющего, однако, кроме азидных групп и нитрогруппы. Способность к взрывчатому превращению и высокая скорость горения соединений с азидными группами может быть обусловлена особенностью экзотермического разложения азидной группы [5]. Предполагается, что при термическом разложении соединений, содержащих азидные группы, возможно образование радикалов [1, 6] и энергетически возбужденных молекул азота [7, 8], которые могут значительно ускорять процесс разложения.

Целью данной работы было исследование закономерностей горения 1,3-диазидопропанола-2 (диазидоглицерина —ДАГ) [9], которое поддерживается только за счет экзотермического разложения азидных групп.

### Определение областей горения ДАГ<sup>1</sup>

Возможность горения любого ВВ определяется критическими условиями горения, важнейший из которых — критический диаметр горения [2]. Исследование критических диаметров нормального ( $d_1$ ), пульсирующего ( $d_2$ ) и турбулентного ( $d_3$ ) горения проводилось по известной методике [10]. Так, зависимость  $d_1(p)$  исследовалась в вакуумной камере объемом 30 л, с использованием сужающихся книзу стеклянных конусов (толщина стенки 0,5—1,0 и высота 60 мм, конусность 6—10°). Определение  $d_2$  проводилось в стеклянных стаканчиках диаметром 1—10, высотой 40—60 и толщиной стенки ~1 мм в сосуде постоянного объема (1700 мл) при возрастающем давлении. Критические диаметры турбулентного горения ( $d_3$ ) определялись в бомбе постоянного давления в атмосфере азота с использованием таких же конусов, как и при определении  $d_1$ .

Вещество во всех случаях поджигалось плоской спиралью (1—2 витка) нихромовой проволоки толщиной 0,3 мм, накаливаемой электрическим током. Результаты исследований представлены на рис. 1. Видно, что горение ДАГ осуществляется в областях нормального (*I*) и турбулентного (*II*) горения. Область нормального горения ограничена кривыми зависимостей  $d_1(p)$  и  $d_2(p)$ , а область турбулентного горения — зависимостью  $d_3(p)$ . Вид и причины, определяющие такой характер зависимостей, не отличаются от приведенных в литературе данных для НГЦ [10]. Отличие заключается лишь в том, что в данном случае найден переход  $d_1(p)$  в  $d_2(p)$ , который вытекает из их физического смысла. Увеличение давления уменьшает критический диаметр нормального горения ( $d_1$ ) вследствие сокращения относительных теплопотерь при росте скорости горения. Однако уменьшение критического диаметра горения при повышении давления для ДАГ не может происходить бесконечно. При достижении определенного давления скорость горения становится критической и горение уже невозможно за счет возрастания теплопотерь, обусловленных пульсацией поверхности, т. е.  $d_1(p)$  переходит в  $d_2(p)$ . В этой области горение оказывается невозможным в результате увеличения теплопотерь, вызванных, с одной стороны, малым диаметром, а с другой — за счет развития пульсирующего горения.

Сложный характер зависимости  $d_2(p)$  связан с изменением стабилизирующего влияния стенок сосуда при малых диаметрах и более быстрым ростом теплоприхода над теплоотводом — при больших диаметрах [10]. Таким образом, проведенные исследования позволили определить области горения ДАГ в нормальном и турбулентном режимах.

<sup>1</sup> В выполнении данного раздела принимала участие студентка З. И. Лобанова.

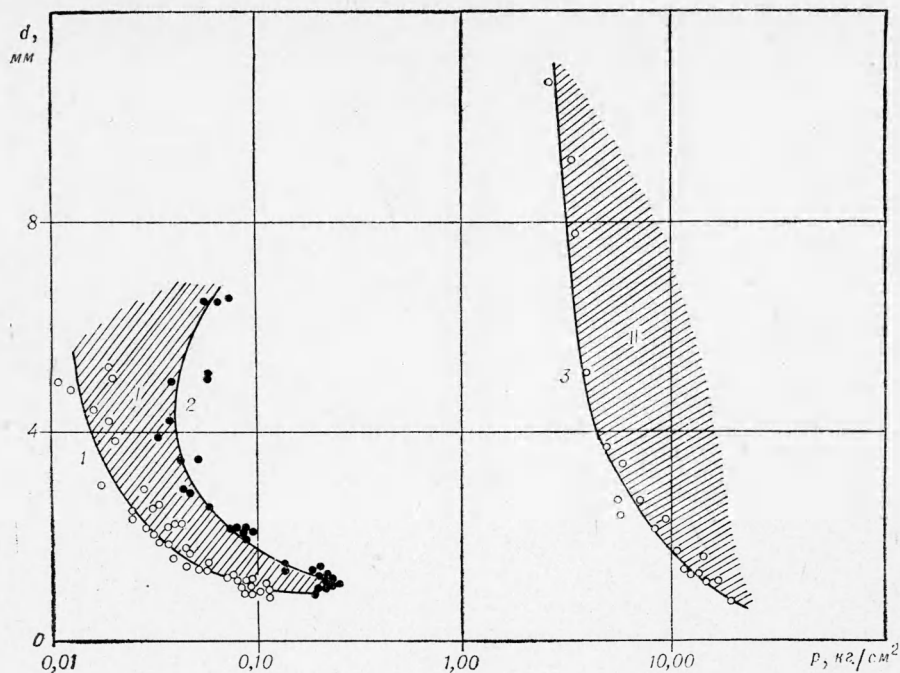


Рис. 1. Горение ДАГ на нормальном (I) турбулентном режиме (II).  
1 —  $d_1(p)$ ; 2 —  $d_2(p)$ ; 3 —  $d_3(p)$ .

Область горения в нормальном режиме для ДАГ значительно уже, чем для НГЦ. Указанное отличие можно объяснить тем, что в случае ДАГ величина предельной скорости горения достигается при меньшем давлении, чем для НГЦ, так как ДАГ является более быстрогорящим ВВ.

### Определение зависимости $u(p)$

Определение скорости горения ДАГ на нормальном режиме проводилось в стеклянных стаканчиках высотой 30 и диаметром 1–4 мм в вакуумной камере с регистрацией процесса горения в проходящем свете на фотопленку, а также с помощью секундомера. При горении ДАГ наблюдается интенсивное голубое свечение мениска жидкости: пламя очень тонкое (примерно 1–2 мм) и начинается сразу с поверхности. При продвижении фронта горения на стенках стаканчиков происходит равномерное отложение продуктов горения темно-коричневого цвета, а стенки камеры покрываются белым налетом.

В критической области в трубках диаметром 2 мм наблюдается затухание горения с единичным всплеском поверхности жидкости. Для больших диаметров сосуда (4 мм) появляется кратковременная пульсация мениска жидкости.

В области давлений, где горение не распространяется, при поджигании наблюдается интенсивная вспышка с разбрызгиванием вещества и характерным звуком. Длительное поджигание приводит к взрыву, в результате чего трубка с веществом разрывается на мелкие осколки.

Определение скоростей горения в турбулентном режиме проводилось в бомбе постоянного давления (объем 3 л) при повышенном давлении в атмосфере азота с регистрацией процесса горения в проходящем свете на фотопленку. Следует отметить, что горение в турбулентном режиме не сопровождается видимой пульсацией поверхности жидкости вследствие высоких скоростей горения. При давлениях 50–55 атм в

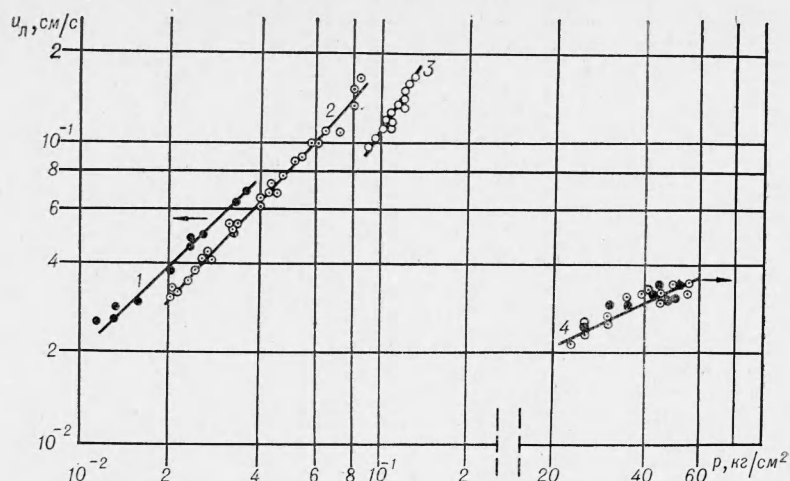


Рис. 2. Зависимость скорости горения от давления для ДАГ в нормальном (1-3) и турбулентном (4) режимах.  
Диаметр стаканчиков, мм: 1 - 4,2; 2 - 2,2; 3 - 1,2; 4 - 4,2 и 2,2.

процессе горения наблюдались частые взрывы, обусловленные, по-видимому, превышением давления образующихся газов над прочностью стенок стеклянных сосудов. Увеличение прочности стаканчиков путем изменения толщины стенок приводит к тому, что взрывы наблюдаются при более высоких давлениях. Результаты исследований зависимости скорости горения от давления в нормальном и турбулентном режимах представлены на рис. 2, на котором видно, что зависимость  $u(p)$  в нормальном режиме линейна и описывается уравнением  $u_m = A + Bp$  (коэффициенты  $A$  и  $B$  для различных диаметров стаканчиков представлены в табл. 1).

Таблица 1

Диаметр, мм	$A, [г/см^2 \cdot с]$	$B, [г/см^2 \cdot с / кг/см^2]$
4,2	0,0033	2,39
2,2	-0,0089	2,32
1,2	-0,0978	2,37

Данные табл. 1 показывают, что величина коэффициента  $A$  меняется существенно, возрастая при увеличении диаметра сосуда, тогда как коэффициент  $B$  от диаметра практически не зависит. Следует отметить, что коэффициент  $B$  на порядок и более выше, чем для вторичных ВВ. При увеличении диаметра сосуда скорость горения ДАГ возрастает.

Горение ДАГ в нормальном режиме осуществляется в узком интервале давлений вследствие большого значения коэффициента  $B$ . Увеличение диаметра сосуда сдвигает область возможного горения в диапазон меньших давлений. При этом величина предельной скорости горения уменьшается. Горение в турбулентном режиме начинается с давления 22 атм; при этом скорость горения не зависит от диаметра сосуда и на три порядка превосходит скорость в нормальном режиме. Зависимость скорости горения от давления в турбулентном режиме нелинейна и описывается уравнением  $u_d = 48,5p^{0,5}$ .

Предельная скорость горения, как известно, зависит от физических свойств вещества и может быть рассчитана по уравнению Ландау [11], преобразованному Андреевым [12]

$$u_{м. пр} = 7,91 \frac{p}{M} \rho_r^{1/2} \rho_{ж}^{5/4}, \quad (1)$$

где  $p$  — паракор ДАГ, равный  $354 г^{1/4} \cdot см^3 / (с^{1/2} \cdot моль)$  (расчетное значение);  $M$  — молекулярный вес — 142;  $\rho_r$  — плотность продуктов сгорания, равная  $0,117 \cdot 10^{-4} г/см^3$  (при условии, что температура продуктов

1153 К и они состоят из СО и N<sub>2</sub> в соотношении 1 : 3); ρ<sub>ж</sub> — плотность ДАГ, равная 1,26 г/см<sup>3</sup>.

Проведенный расчет дает величину предельной массовой скорости 0,091 г/(см<sup>2</sup> · с), что находится в хорошем согласии с экспериментальным значением предельной скорости горения 0,093 г/(см<sup>2</sup> · с), полученной в стаканчиках диаметром 4,2 мм. Расчеты предельной скорости горения, проведенные по формуле Левича [13],

$$u_{м.пр} = [3 \sqrt{3} g \eta \rho_g^{3/2} \rho_j^{1/2}]^{1/3}, \quad (2)$$

где η — вязкость ДАГ (равная 9,6 сПз), дают величину 0,043 г/(см<sup>2</sup> · с), что примерно в 2 раза меньше экспериментального значения предельной скорости. Полученные данные, следовательно, указывают на то, что основное влияние на процесс горения ДАГ оказывает поверхностное натяжение.

### Влияние вязкости на скорость горения ДАГ

Известно, что для расширения диапазона горения жидкого ВВ используется повышение его вязкости. Вязкость ДАГ изменяли двумя способами: путем растворения в нем различного количества нитроцеллюлозы (НЦ) с исходной вязкостью 2,5°Э и с содержанием азота 11,9%, а также путем растворения в ДАГ 3% (вес.) НЦ с разной исходной вязкостью, изменяющейся от 1,5 до 13°Э и с содержанием азота 11,9—12,0%. Такой выбор желатин обусловлены возможным влиянием содержания НЦ на скорость горения систем.

Значения вязкости образцов желатин приведены в табл. 2, а зависимости  $u(p)$  на рис. 3 и 4.

Из табл. 2 видно, что вязкость образцов желатин ДАГ, полученных путем растворения разного количества НЦ, изменяется более чем на 2 порядка; вязкость образцов, содержащих постоянное количество НЦ, изменяется примерно в таких же пределах, как и вязкость образцов желатин, содержащих от двух до шести процентов НЦ. Рис. 3 и 4 показывают, что увеличение вязкости желатин в любом случае приводит к расширению предела горения ДАГ. Начиная с вязкости 6,8 Пз, горение наблюдается во всем исследуемом интервале давлений. В турбулентном режиме горения в случае желатин с разным содержанием НЦ наблюдается сильная зависимость скорости горения от

Таблица 2

Содержание НЦ в желатине %	Вязкость исходной НЦ, °Э	Вязкость желатина на при 20°С, Пз	Плотность (расчет), г/см <sup>3</sup>		$u_{м.пр}$ г/(см <sup>2</sup> · с)	
			желатин без учета контракции	продукты горения при $p_{кр} \cdot 10^{-5}$	эксперимент	расчет по (2)
1	2,5	1,3	1,263	0,75	0,07	0,055
2	2,5	6,8	1,267	1,2	0,105	0,117
3	2,5	25,0	1,270	1,8	0,18	0,224
4	2,5	105,0	1,274	3,0	0,38	0,468
5	2,5	179,4	1,277	5,9	0,8	0,78
6	2,5	696,0	1,280	180	5,5	6,7
7	2,5	955,7	1,284	3000	—	30,5
3	1,5	8,3	1,27	1,9	0,14	0,157
3	2,0	11,3	1,27	2,5	0,18	0,20
3	3,7	31,0	1,27	3,0	0,2	0,31
3	5,3	58,3	1,27	4,8	0,32	0,48
3	13,0	225,0	1,27	13,0	0,8	1,24

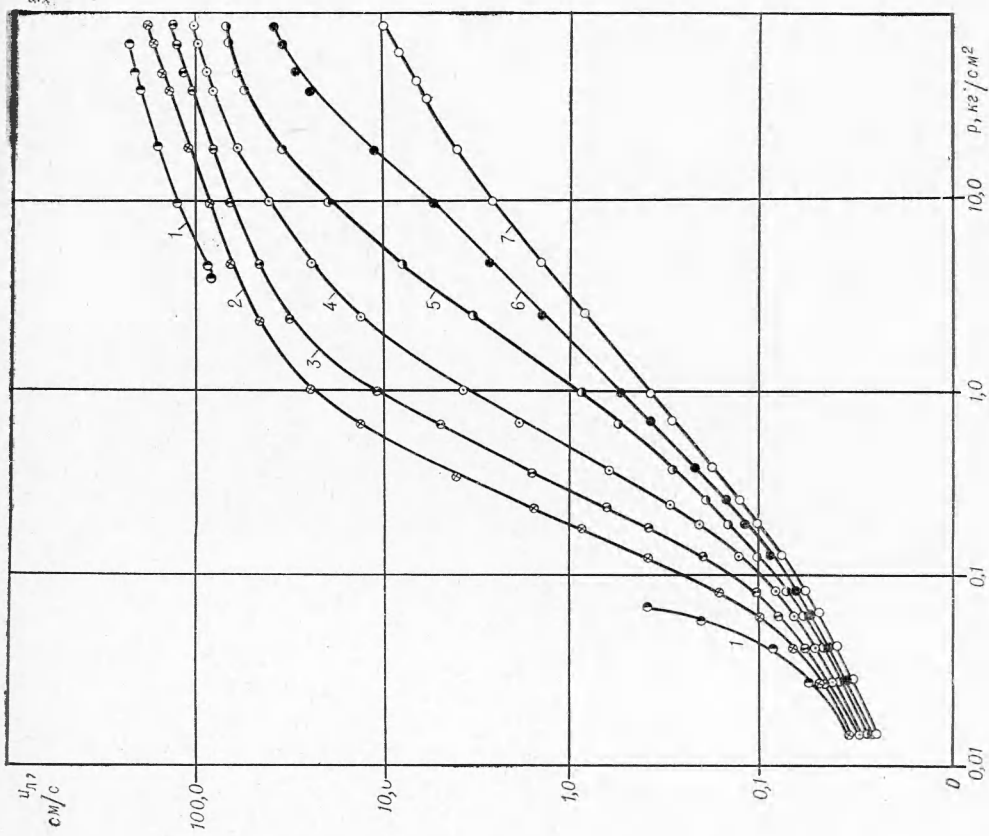


Рис. 3. Зависимость скорости горения от давления ДАГ, желатинизированного НЦ. Цифры у кривых — содержание НЦ в желатине (%).

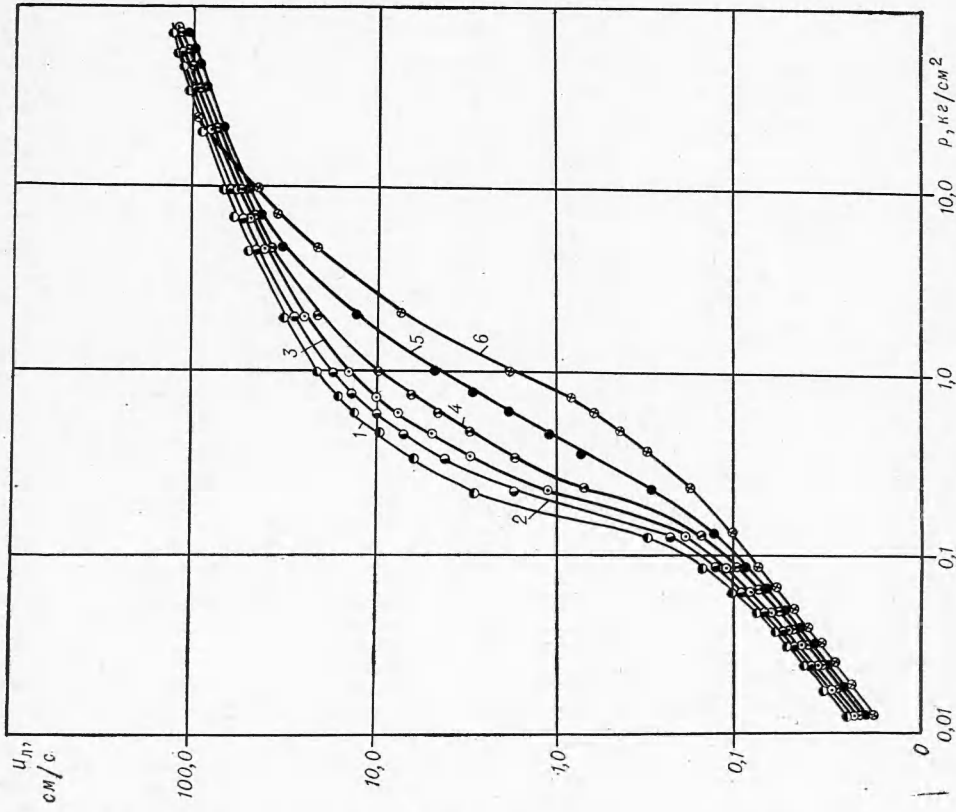


Рис. 4. Зависимость скорости горения от давления ДАГ, желатинизированного 3%-ным НЦ с различной исходной вязкостью (°Э): 1 — 1.5; 2 — 2; 3 — 2.5; 4 — 3.7; 5 — 5.3; 6 — 13.0.

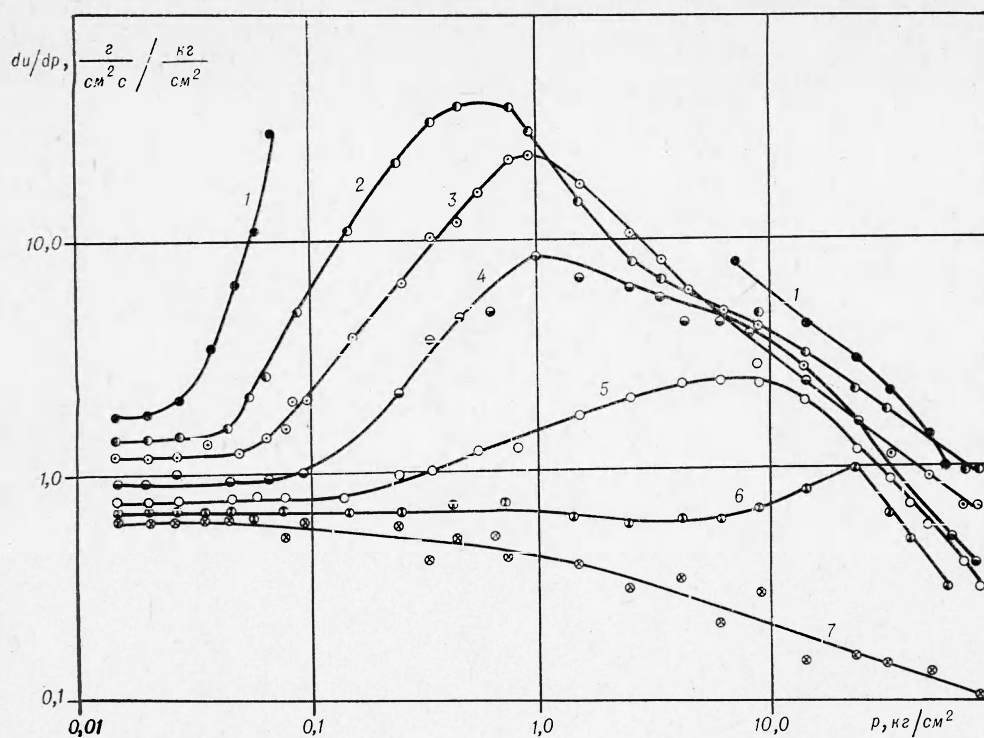


Рис. 5. Изменение  $du/dp$  с давлением для нитроцеллюлозных желатин на основе ДАГ. Цифры у кривых — содержание НЦ в желатине (%).

Это связано, по-видимому, с изменением режима горения, на что должно указывать изменение зависимости  $du/dp$  [2].

На рис. 5 представлена зависимость  $du/dp$  от давления для исследованных желатин с разным содержанием НЦ, построенного на основании данных рис. 3. Из рис. 5 видно, что с увеличением вязкости уменьшается максимальное значение  $du/dp$  и сдвигаются в область больших давлений границы перехода на возмущенный режим и максимальные значения  $du/dp$ . Графическое изображение зависимости  $du/dp(p)$  дает возможность также определить критическое давление.

Значения предельных массовых скоростей горения представлены в табл. 2. Из таблицы видно, что имеется хорошее согласие между экспериментальными и расчетными значениями предельных массовых скоростей.

### Определение зависимости $u(T_0)^1$

Изучение температурной зависимости скорости горения представляет определенный интерес, в частности, потому, что она предсказывается существующими теориями.

Исследование зависимости  $u(T_0)$  проводилось в вакуумном термостате. Результаты исследований, представленные на рис. 6, а, показывают, что скорость горения с температурой растет, причем, чем выше давление, тем при более низкой температуре наблюдается затухание. Зависимость температурного коэффициента  $\beta = d \ln u / T_0$  см. на рис. 6, б. Видно, что  $\beta(T_0)$  для всех давлений растет, причем с увеличением давления наблюдается рост коэффициента  $\beta$ , в то время, как известно,

<sup>1</sup> В выполнении данного раздела принимала участие студентка Л. Гуськова.

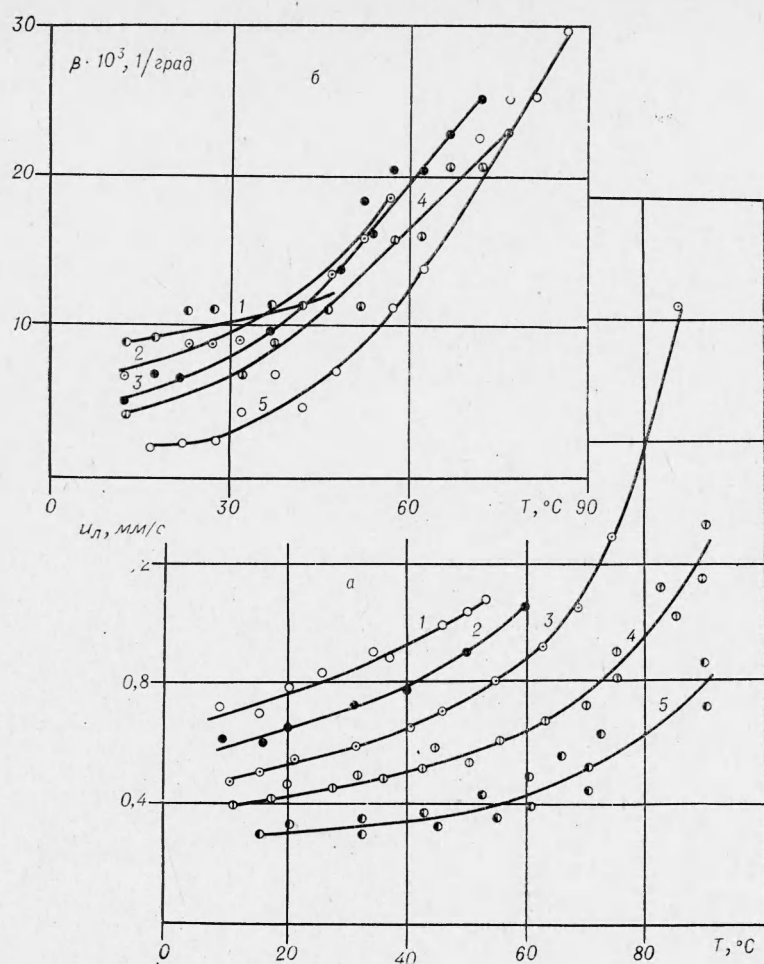


Рис. 6. Зависимость скорости горения ДАГ (а) и температурного коэффициента  $\beta$  (б) от начальной температуры при давлениях (мм рт. ст.):

1 — 35; 2 — 30; 3 — 25; 4 — 20; 5 — 15.

для других ВВ коэффициент  $\beta$  от давления не зависит или слабо уменьшается. Полученный характер зависимости  $\beta(T_0)$ , по-видимому, может указывать на переход ведущей реакции из одной фазы в другую [14, 15]. Рассчитанные значения критерия Зельдовича [16], а также температуры кипения и  $\beta$  при разных давлениях представлены в табл. 3.

Анализ критерия Зельдовича  $K = \beta(T_{кип} - T_0)$ , характеризующего устойчивость горения ВВ с ведущей реакцией в газовой фазе, показывает, что условия устойчивости горения ( $K < 1$ ) выполняются только при низких начальных температурах, где значения температурного коэффициента малы. Рост начальной температуры, а также увеличение давления приводят к существенному возрастанию температурного коэффициента, в результате чего  $K$  становится больше 1. Предполагается, что возможность нормального горения при  $K > 1$  [17, 18] указывает на то, что экзотермическая реакция, определяющая скорость горения, может протекать в конденсированной фазе.

В случае ДАГ возможно, что при низких давлениях и малых начальных температурах основная доля реакций протекает в газовой фазе, температура которой выше температуры поверхности жидкости. Этому соответствуют сравнительно малые значения температурного коэффици-



ента. Повышение давления способствует возрастанию температуры в жидкости, так как возрастает температура кипения, а следовательно, увеличивается доля вещества, разложившегося в конденсированной фазе. В конечном итоге это приводит к росту температурного коэффициента. Рост начальной температуры также приводит к увеличению скорости реакции в конденсированной фазе в результате возрастания общего запаса тепла в жидкости.

Таким образом, вполне возможно, что увеличение давления и рост начальной температуры способствует более полному протеканию экзотермических реакций в конденсированной фазе.

На основании проведенной работы могут быть сделаны следующие выводы:

1. Найдены области горения ДАГ и определены зависимости критических диаметров горения от давления на нормальном и турбулентном режимах.

2. Исследована зависимость  $u(p)$  на нормальном и турбулентном режимах. Показано, что линейная зависимость  $u(p)$  на нормальном режиме переходит в степенную при турбулентном горении ( $\nu=0,5$ ). Коэффициент  $B$  на нормальном режиме на порядок и более превышает значения  $B$  для вторичных ВВ.

3. Исследована зависимость  $u(p)$  ДАГ, желатинизированного НЦ. Показано, что повышение вязкости обеспечивает горение ДАГ во всем исследованном интервале давления. В развитом турбулентном режиме скорость горения желатины определяется не вязкостью, а содержанием НЦ.

4. Изучена температурная зависимость скорости горения ДАГ. Высказано предположение о том, что полученный характер зависимостей  $\beta(T_0)$ ,  $\beta(p)$ , а также возможность горения при  $K > 1$  могут быть обусловлены переходом ведущей реакции из газовой фазы в конденсированную.

Поступила в редакцию  
13/IX—1974

Таблица 3

Давле- ние, мм рт.ст.	$T_{кип}^*$ , °C	Температурный коэффициент $\beta \times 10^3$ (1/град) и критерий Зельдовича $K$ при $T_0$ , °C																	
		10		20		30		40		50		60		70		80		90	
		$\beta$	$K$	$\beta$	$K$	$\beta$	$K$	$\beta$	$K$	$\beta$	$K$	$\beta$	$K$	$\beta$	$K$	$\beta$	$K$	$\beta$	$K$
15	121,0	—	—	2,3	0,23	3,3	0,30	5,3	0,43	8,7	0,62	13,5	0,82	19,0	0,97	25,0	1,03	30	0,93
20	127,6	4,7	0,50	5,8	0,62	7,5	0,73	10,0	0,88	12,8	0,98	16,2	1,1	20,1	1,15	24,0	0,97	—	—
25	133,5	5,0	0,62	6,5	0,74	8,6	0,89	11,2	1,04	15,0	1,25	19,3	1,42	24,0	1,5	—	—	—	—
30	138,0	7,5	0,96	8,4	0,99	9,6	1,04	12,0	1,17	15,4	1,36	20,0	1,56	—	—	—	—	—	—
35	142,5	9,0	1,19	9,7	1,13	10,5	1,18	11,5	1,18	12,8	1,18	—	—	—	—	—	—	—	—
760	242,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

\*  $T_{кип}$  рассчитаны по уравнениям насыщенных паров.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Боуден, А. Иоффе. Быстрые реакции в твердых веществах. М., ИЛ, 1962.
2. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., ГЭИ, 1957.
3. Б. С. Светлов, А. Е. Фогельзанг. В сб. «Теория взрывчатых веществ». М., «Высшая школа», 1967.
4. А. Ф. Беляев, А. Е. Беляева. Докл. АН СССР, 1946, **52**, 507.
5. Гартнер. Химия твердого состояния. М., ИЛ, 1961.
6. А. С. Розенберг, Ю. Н. Арсеньев, В. Г. Воронков. ФГВ, 1970, **6**, 3.
7. R. Audubert. Trans. Faraday Soc., 1939, **35**, 197.
8. И. С. Заслонко, С. М. Когарко и др. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
9. M. O. Forster, I. C. Withers. Chem. Soc., 1912, **101**, 493.
10. К. К. Андреев, Г. Н. Беспалов. В сб. «Теория взрывчатых веществ». М., Обorongиз, 1963, с. 430.
11. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, **14**, 6.
12. К. К. Андреев. Докл. АН СССР, 1946, **54**, 39.
13. В. Г. Левич. Докл. АН СССР, 1956, **109**, 975.
14. К. К. Андреев, М. С. Плясунов. В сб. «Теория взрывчатых веществ». М., Высшая школа, 1967.
15. А. Д. Марголин, О. И. Нефедова, П. Ф. Похил. ПМТФ, 1964, 3.
16. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, **12**, 498.
17. П. Ф. Похил, О. И. Нефедова, А. Д. Марголин. Докл. АН СССР, 1962, **145**, 4, 860.
18. А. Д. Марголин. Докл. АН СССР, 1961, **141**, 5, 1131.

УДК 541.128+662.612

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗОНА ФРОНТА УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛАМЕН

### IV. ЭНЕРГЕТИКА ПРОЦЕССОВ ОКИСЛЕНИЯ ПРОПАНА В БЛИЗИ ФРОНТА ПЛАМЕНИ

*Г. И. Ксандопуло, Б. Я. Колесников, Д. С. Однорог,  
В. В. Дубинин*

(Алма-Ата)

В работах [1—3] были описаны результаты измерений профилей составов и температуры в пропан-воздушном (4,5 об. % пропана) пламени с предварительным смешением газов при атмосферном давлении. Изучалось как неингибированное пламя (I), так и пламена с добавками ингибиторов —  $C_2F_4Br_2$  (пламя II) и  $(C_2H_5)_2NH$  (пламя III). Основным вывод из этих исследований заключается в том, что пропан вступает в реакцию практически еще при комнатной температуре. Значительные количества  $CO_2$  и  $CO$  образуются на самых ранних стадиях горения при сравнительно малом повышении температуры газовой смеси. В непосредственной же близости к зоне свечения пропан почти полностью израсходован.

В данной работе исследуется энергетика процессов в низкотемпературной зоне фронта пропан-воздушных пламен I, II и III. Профиль объемной скорости тепловыделения  $\Phi$  для пламени I приводился ранее [1]. Условия получения исследуемых пламен, методы отбора и анализа проб, измерения температуры, расчеты скоростей диффузии и суммарных скоростей реакций также описаны ранее [1—3].

Сохранение энергии в зоне горения можно проверить по уравнению [4]

$$\rho_0 v_0 \bar{H} + A \sum_i N_i H_i V_i - A \lambda \frac{dt}{dz} = \text{const}, \quad (1)$$