

О РЕАКЦИОННО-КИНЕТИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ
НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В УДАРНОМ ФРОНТЕ И РОЛИ ИХ
В ПРОЦЕССЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Б. П. Волин, Я. К. Трошин, Г. И. Филатов, К. И. Щелкин

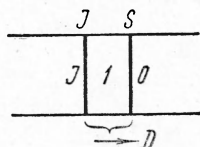
(Москва)

Установлено существование периодических неоднородностей во фронте детонационной волны, распространяющейся в трубе постоянного сечения, конусе и сфере. Эти неоднородности характеризуются наличием косых ударных волн — изломов ударного фронта — и мест их столкновения.

Показано, что возникновение неоднородностей, их размер и количество определяются реакционно-кинетическими факторами. Подчеркнута первостепенная роль неустойчивости фронта воспламенения в механизме детонационного сгорания, являющейся неиссякаемым источником возникновения изломов ударного фронта, столкновение которых приводит к образованию надежных очагов воспламенения, ведущих детонацию.

Выведены количественные критерии пределов распространения пульсирующей и спиновой детонаций.

1. Неустойчивость плоской волны детонации — источник периодических неоднородностей в ее переднем фронте. В современной гидродинамической теории детонации [1,2,3] стабильность плоской детонационной волны, представляемой как комплекс ударной волны S и зоны воспламенения J (фиг. 1), принята в качестве исходного положения без доказательств. Недавно была решена [4] задача об устойчивости этого комплекса и выведен следующий критерий потери устойчивости плоской волной детонации:



$$\frac{E}{RT_1} \left[1 - (p_J / p_1)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \geq 1 \quad (1.1)$$

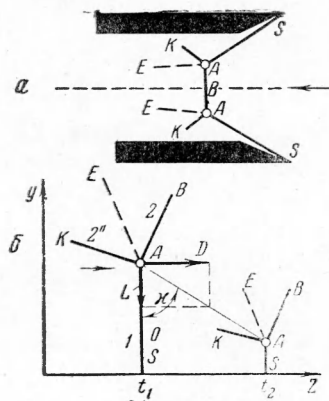
Фиг. 1. Плоская детонация

Здесь E — энергия активации самовоспламенения; T_1, p_1 — температура и давление ударносжатого газа; p_J — давление продуктов реакции; γ — отношение теплоемкостей; R — газовая постоянная. Вычисления по этой формуле показывают, что неустойчивость плоской детонации должна практически иметь место для всех типичных горючих смесей.

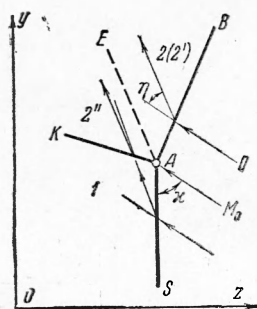
Чтобы обнаружить периодические неоднородности во фронте волны детонации, существование которых указывало бы на неустойчивость плоской зоны воспламенения J , был применен следовой метод изучения детонации [5] совместно с методом высокоскоростной фотографии посредством фоторегистратора ЖФР-1. Этот прибор, разработанный А. С. Дубовиком и А. И. Чурбаковым [6] на базе известного прибора СФР, созданного Г. Л. Шнирманом, А. С. Дубовиком, П. В. Кевлишвили [7], обладает весьма высокой разрешающей способностью и имеет ждущую развертку. В результате удалось экспериментально обнаружить периодические неоднородности во фронте детонации практически при всех условиях ее распространения в трубах [5,8]. Опыты показали, что участки детонации, прилегающие к стенкам трубы, несут в себе периодические неоднородности: косые скачки уплотнения — изломы переднего ударного фронта S .

Косым скачком уплотнения или изломом ударной волны названо то, что по терминологии, употребляемой в газовой динамике, именуется «третьей волной», или «маховской волной» в неправильной тройной ударной маховской конфигурации, наблюдаемой как стационарное образование при определенных условиях, когда сверхзвуковой поток обтекает два параллельных плоских клина (фиг. 2,а). В нашем случае тройная маховская конфигурация движется вдоль оси z со скоростью детонации D , а по оси y , т. е. по переднему ударному фронту S , с тангенциальной скоростью L (фиг. 2,б). Наблюдателю, связанному с изломом AB (фиг. 3), будет казаться, что исходный газ набегает на излом под углом χ к плоскости, перпендикулярной оси трубы, т. е. к SA , со скоростью $u = D/\sin \chi$ или с числом Маха $M_0 = u/a_0 = D/a_0 \sin \chi$.

Фиг. 2. Неправильные тройные ударные маховские конфигурации, возникающие: а) при сверхзвуковом обтекании двух параллельных плоских клиньев и б) при детонации: SA — падающая волна; AK — отраженная волна; AB — «третья волна», «маховская волна», «излом»



Движение тройных точек A оставляет на внутренних стенках трубы, покрытых перед опытом тонким слоем сажи, следы в виде ромбовидных отпечатков. При этом диагональ Δz ромбовидного отпечатка, схематически показанного на фиг. 4, а, совпадает с шагом волнистой линии фронта на фоторазвертке, полученной прибором ЖФР-1 и также схематически показанной на фиг. 4, б. Есть основания полагать, что след на стенке трубы рисуется именно движущейся тройной конфигурацией, так как в окрестности точки A имеются области 1, 2, 2'' с разными давлениями, плотностями и скоростями газа, как это видно из расчета тройной конфигурации, например, представленной на фиг. 3. Результат такого расчета приводится в табл. 1, где w_z и w_y — скорости в направлении осей z и y , w — результирующая скорость газа.



Фиг. 3. Тройная ударная конфигурация и течение газа в окрестности тройной точки A в системе координат, связанных с этой точкой для пульсирующей детонации (Смесь $2H_2 + O_2, D = 2800$ м/сек, $\chi = 56^\circ$): 0 — исходное состояние смеси, 1 — состояние газа за волной SA , 2 — за волной AB без энергосвободения, 2' — то же, но с энергосвободением, 2'' — состояние газа за волной AK

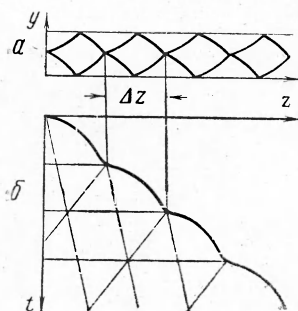
Траектория движения тройной точки A , известная из следового метода, позволяет экспериментально найти угол χ . Это очень важная величина, определяющая тангенциальную скорость движения излома $L = D/\tan \chi$, характеризующую его интенсивность. Чем больше угол χ , тем менее интенсивен излом. Из опыта известно [5,8,9], что в трубе диаметром 16 мм, заполненной стехиометрической смесью водорода с кислородом при атмосферном давлении, распространяется пульсирующая детонация с тонкой линией следа, расположенного под углом $\chi = 56^\circ$, а при давлении смеси 45 мм рт. ст. уже имеет место спиновая детонация (один излом).

с гораздо более широкой линией следа, расположенного под углом $\kappa = 45^\circ$. Эти обстоятельства позволяют предположить, что вдали от предела при пульсирующей детонации в окрестности тройной точки горения нет, а при спиновой детонации более интенсивный излом поддерживается энерговыделением. Эти качественные соображения подкрепляются расчетом тройных конфигураций при помощи уравнения детонационной поляры [9]:

$$\operatorname{tg} \eta = \frac{P}{\gamma M_0^2 - P} \sqrt{\frac{M_0^2(1 - q/P)}{P/(\mu^2 + 1) + 1} - 1} \quad (1.2)$$

$$\mu^2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad P = \frac{\Delta P}{P_0} = \frac{P_2' - P_0}{P_0}, \quad q = \frac{Q}{E_0} = \frac{Q(\gamma - 1)}{P_0 / \rho_0}$$

Здесь η — угол отклонения потока газа за скачком; P — степень относительного изменения давления в скачке; q — эффективная теплота горения единицы массы газа, выраженная в долях внутренней энергии исходного газа, которая определяется по известной из опыта средней скорости детонации D из условия Жуге для детонационной волны в целом



Фиг. 4. Схемы: а) следовых отпечатков и б) фоторазвертки пульсирующей детонации в трубе

$$\frac{D}{\sqrt{\gamma P_0 / \rho_0}} = \frac{D}{a_0} = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2\gamma} q + 1} + \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2\gamma} q} \quad (1.3)$$

Из уравнения (1.2) в случае отсутствия энерговыделения $q = 0$, как частный случай, получается хорошо известное [10] уравнение поляры для косоугольного скачка.

На фиг. 5 приведен результат вычисления по формуле (1.2) тройной конфигурации для пульсирующей детонации, который подтверждает предположение о том, что в этом случае в окрестности тройной точки A детонационного горения нет.

Если бы излом AB являлся детонационной волной, а волны AS и AK ударными, то детонационная поляра для скачка AB , т. е. поляра $0-2'$, должна была пересечься с ударной полярой для волны AK , т. е. с полярой $1-2''$, и дать в точке пересечения искомое значение P , одинаковое по обе стороны тангенциального разрыва AE . Для спиновой детонации эти поляры пересекаются и, таким образом, доказываем, что излом AB является косоугольной детонационной волной.

Кстати, легко показать, что предположение о том, что AK есть поперечная детонационная волна, неверно. Для этого достаточно сравнить фактическую скорость ударносжатого газа I , вытекающего из волны AS в системе координат, связанных с изломом AB :

$$\left(\frac{w}{a_1}\right)_{AS} = \left(\frac{w_1}{\sqrt{\gamma p_1 / \rho_1}}\right)_{AS} = (M_1)_{AS} = \sqrt{\frac{D^2}{\gamma P_0 / \rho_0} \frac{1}{T_1 / T_0} \left(\frac{1}{(\rho_1 / \rho_0)^2} + \operatorname{tg}^2 \kappa\right)} \quad (1.4)$$

с требуемой условием Жуге скоростью газа I , вытекающего в предполагаемую дето-

Таблица 1

Распределение давления, плотности и скорости газа в лабораторной системе координат в окрестности тройной точки при пульсирующей детонации в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($D=2800$ м/сек)

Область	p/p_0	ρ/ρ_0	w м/сек	w_z м/сек	w_y м/сек
1	34.4	5.13	2250	2250	0
2	48.7	5.36	2700	2460	1120
2''	48.7	6.57	2220	2180	435

национную волну АК:

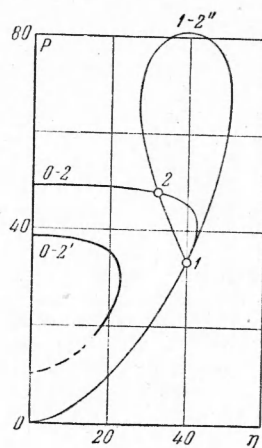
$$\left(\frac{w_1}{a_1}\right)_{AK} = (M_1)_{AK} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{q}{T_1/T_0} + 1} + \sqrt{\frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{q}{T_1/T_0}} \quad (1.5)$$

Необходимое условие существования предполагаемой поперечной детонационной волны АК выражается так:

$$(M_1)_{AS} \geq (M_1)_{AK} \quad (1.6)$$

Однако это условие недостаточное. Надо еще удовлетворить условию существования тангенциального разрыва АЕ, равенству давлений и одинаковому направлению линий тока газа по обе стороны от АЕ. Расчет, результаты которого приведены в табл. 2, показывает, что необходимое условие (1.6) существования предполагаемой детонационной волны АК не выполняется, так как $(M_1)_{AS} < (M_1)_{AK}$.

Тем более не будет выполняться условие (1.6) для пульсирующей детонации, потому что q и T_1/T_0 пропорциональны $D^2/(\gamma p_0/\rho_0)$ и поэтому $(M_1)_{AK}$ при переходе от спиновой детонации к пульсирующей почти не изменяется, а $(M_1)_{AS}$ существенно уменьшается главным образом за счет увеличения угла κ .



Фиг. 5. Результаты численного расчета тройной конфигурации для пульсирующей детонации, показывающие, что детонационная поляра $\theta-2'$ и ударная поляра $1-2''$ не пересекаются

Итак, количественный анализ с помощью уравнения детонационной поляры показывает, что при пульсирующей детонации, по крайней мере в окрестности тройной точки А, в изломе АВ и в волне АК детонационного сгорания нет. Исходя из такого анализа, было высказано предположение [9], что выделение химической энергии начинается при столкновении тройных конфигураций. Конфигурация из ударных фронтов, образующаяся

Таблица 2

Числа Маха $(M_1)_{AS}$, имеющиеся в действительности, и числа Маха $(M_1)_{AK}$, требуемые по условию Жуге

Смесь	D , м/сек	p_0 , мм рт. ст.	γ	κ	$(M_1)_{AS}$	$(M_1)_{AK}$	Вид детонации
CO+0.5O ₂	1700	760	1.4	45°	2.14	2.46	спиновая
2H ₂ +O ₂	2200	45	1.4	45°	2.06	2.34	спиновая
2H ₂ +O ₂	2800	760	1.4	56°	1.48	2.44	пульсирующая

в результате столкновения, например, двух (или более) пар косых фронтов АВ и АК, была названа двойным отражением. Приводим значение температур и давлений в газе за плоской ударной волной (индекс 1), за изломом ударной волны (индекс 2), в области двойного отражения (индекс 3) при пульсирующей детонации в смеси 2H₂ + O₂ ($D = 2800$ м/сек)

$$T_1/T_0 = 6.7, \quad T_2/T_0 = 9.1, \quad T_3/T_0 = 10.8$$

$$p_1/p_0 = 34.4, \quad p_2/p_0 = 48.7, \quad p_3/p_0 = 59.0$$

Если температура и давление газа за изломом AB выше, чем за плоским участком волны AS , то, как это видно из приведенных данных, в области двойного отражения достигаются еще более высокие температуры и давления. Ясно, что химическая реакция самовоспламенения ранее всего инициируется в местах двойных отражений.

Для детального выяснения механизма детонационного сгорания очень важно установить, существуют ли периодические неоднородности вдали от стенок по всему фронту детонации.

На наличие неоднородностей по всему фронту детонации указывают опыты Б. В. Войцеховского, Б. Е. Котова, В. В. Митрофанова и М. Е. Топчияна [11], нашедших дальнейшее применение компенсационного метода [12, 13]. В их опытах детонация проходила в трубе мимо узкой щели, перпендикулярной оси трубы. Плоскость движения пленки, на которой была сфокусирована щель детонационной трубы, располагалась под углом 45° к оси этой трубы. Детонация засвечивает через щель один за другим участки движущейся пленки. Таким способом получается как бы моментальная эллипсоидная фотография переднего фронта детонации, снятая с торца трубы под углом в 45° . На фотографиях Б. В. Войцеховского, Б. Е. Котова, В. В. Митрофанова и М. Е. Топчияна видно, что одни участки фронта детонации дают более яркое свечение, другие — менее яркое, т. е. имеет место неоднородность свечения. На наличие неоднородностей на всей поверхности фронта детонации указывают и другие косвенные данные, например, следовые отпечатки, оставляемые волной детонации, распространяющейся в кольцевом зазоре, образованном стенками трубы и коаксиальным стержнем, вставленным в трубу [9]. Оказывается, что ромбовидный отпечаток на стенке трубы располагается как раз напротив ромбовидного отпечатка на стержне, причем диагонали отпечатка Δz на стенке трубы и на стержне одинаковы. Это означает, что излом переднего фронта волны детонации имеет протяженность вдоль оси y (по радиусу трубы) и следы на стенке и на стержне вычерчены одним и тем же изломом. На неоднородности свечения во фронте детонации в случае расходящейся цилиндрической волны указывают опыты Р. И. Солоухина [14]. В его опытах детонация в смеси ацетилена с кислородом при давлении 80 мм рт. ст. распространялась от центра к периферии в цилиндрическом канале глубиной 1 мм, диаметром 24 мм. Дно канала фокусировалось на неподвижную пленку, объектив фотоаппарата оставался при опыте открытым. На фотографиях видно, что детонация, распространяясь от центра к периферии, оставляет на пленке неоднородности свечения перекрещивающуюся сетку от ярко и слабо светящихся участков переднего фронта волны.

Цель экспериментальной части данной работы состоит в более подробном исследовании периодических неоднородностей на поверхности фронта детонации, распространяющейся в цилиндрических трубах, расширяющихся конусах, а также и при сферической детонации, изучавшейся в работах Н. Мансона и Ф. Ферри [15], Я. Б. Зельдовича, С. М. Когарко и Н. Н. Симонова [16], С. М. Когарко [17].

Перед изложением экспериментов рассмотрим, исходя из представлений о неустойчивости плоской волны детонации [4], реакционно-кинетическую природу неоднородностей во фронте волны и дадим для плоского случая количественную зависимость их размера от реакционно-кинетических и газодинамических факторов.

2. Зависимость размера неоднородности во фронте детонации от реакционно-кинетических и газодинамических факторов. Ударную волну во фронте газовой детонации можно рассматривать как сильную. Скорость сжатого газа за сильной волной в лабораторной системе координат и в системе координат, связанных с фронтом детонации, определяется, соответственно, следующими общеизвестными соотношениями:

$$w = \frac{2D}{\gamma + 1}, \quad (D - w) = D \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (2.1)$$

где D — скорость переднего ударного фронта, равная скорости движения волны детонации.

Для скорости звука в ударно-сжатом газе имеем

$$a_1 = \frac{DV \sqrt{2\gamma(\gamma - 1)}}{\gamma + 1} \quad (2.2)$$

Из уравнений (2.1) и (2.2) видно, что скорость звука в ударно-сжатом газе превышает скорость движения этого газа относительно волны S :

$$\frac{a_1}{D-w} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} > 1 \quad (2.3)$$

На протекание химической реакции в волне требуется некоторое конечное время τ . Поэтому расстояние от плоскости ударного фронта S до плоскости J , в которой завершается химическая реакция самовоспламенения, т. е. ширина фронта детонационной волны λ , составляет

$$\lambda = \tau(D-w) \quad (2.4)$$

Неустойчивость фронта воспламенения J связана с возрастанием возмущений в области ударно-сжатого газа [4]. Возмущение, появившееся сначала вблизи фронта воспламенения J , с течением времени оказывает влияние и на передний ударный фронт S , если, конечно, оно достаточно велико и время его существования не слишком мало: газ, несущий неоднородность, не должен успеть выйти из зоны $S-J$ ко времени, когда возмущение достигнет переднего фронта S . Начальное возмущение в зоне J распространяется не только в направлении, перпендикулярном движению волны со скоростью a_1 , но и к ударному фронту S со скоростью $a_1 - (D-w)$, поскольку справедливо неравенство (2.3). Очевидно, время t , за которое это возмущение достигнет фронта волны S , будет равно:

$$t = \frac{\lambda}{a_1 - (D-w)} \quad (2.5)$$

К этому времени размер возмущения по фронту J разрастается до диаметра, равного Δy :

$$\Delta y = t \cdot 2a_1 = \frac{2a_1\lambda}{a_1 - (D-w)} \quad (2.6)$$

Если ширина фронта детонационной волны λ мала по сравнению с диаметром трубы d , то в плоскости фронта J может разместиться n возмущений:

$$n = \left(\frac{d}{\Delta y}\right)^2 \quad (2.7)$$

а в плоскости S соответственно столько же косых скачков уплотнения, т. е. изломов A ударной волны S (фиг. 6). Отсюда среднее расстояние между изломами A или средний размер неоднородности в переднем ударном фронте S равен среднему размеру неоднородности на фронте воспламенения J . Имея это в виду, исключая λ из уравнений (2.6), (2.4) и учитывая выражения (2.1), (2.2), свяжем размер неоднородности во фронте волны детонации Δy с периодом индукции самовоспламенения τ и скоростью детонации D следующим образом:

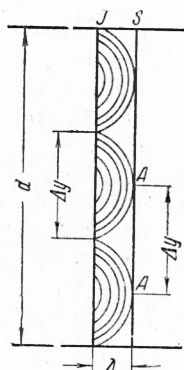
$$\Delta y \sim \tau D \frac{2(\gamma-1)/(\gamma+1)}{1-1/\sqrt{2\gamma/(\gamma-1)}} = \tau D \beta \quad (2.8)$$

где β — постоянная, равная $0.5 \div 0.4$ при $\gamma = 1.4 \div 1.3$ соответственно. Учитывая (2.7) и (2.8), получим зависимость среднего числа изломов n переднего ударного фронта волны детонации от геометрического (d), газодинамического (D) и кинетического (τ) факторов:

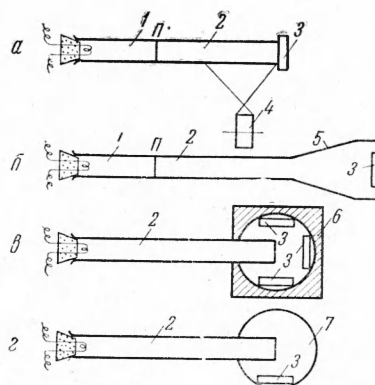
$$n \sim \left(\frac{d}{\tau D}\right)^2 \left[\frac{1-1/\sqrt{2\gamma/(\gamma-1)}}{2(\gamma-1)/(\gamma+1)}\right]^2 = \left(\frac{d}{\tau D}\right)^2 \frac{1}{\beta^2} \quad (2.9)$$

Из формулы (2.8) видно, что средний размер неоднородности Δy определяется периодом индукции самовоспламенения τ , так как скорость детонации D даже с приближением к пределу распространения детонации меняется мало.

3. Экспериментальная часть. а) *Измерения периодических неоднородностей во фронте детонации в трубе постоянного сечения.* Предварительные опыты показали, что неоднородности в виде косых скачков уплотнения и двойных отражений оставляют следы при ударе волны детонации о закопченную стеклянную пластинку, помещенную в торце трубы. Это явление мы использовали для исследования структуры переднего фронта детонации. Установка, схема которой показана на фиг. 7, а, представляла собой трубу с внутренним диаметром 30 мм, разделенную перегородкой II из медной фольги толщиной 0.05 мм на секцию «высокого» давления I



Фиг. 6



Фиг. 7

Фиг. 6. Схема распространения возмущений от фронта воспламенения J и появления изломов в переднем ударном фронте S (к выводу зависимости среднего размера неоднородности во фронте детонации от газодинамических и кинетических факторов)

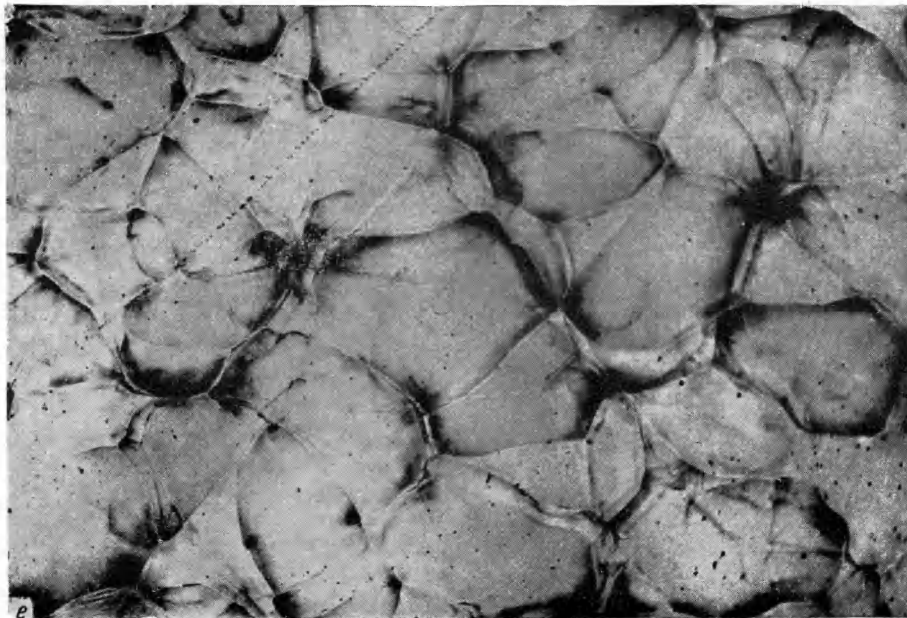
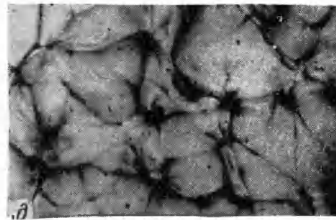
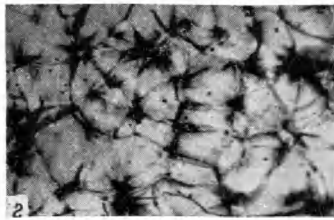
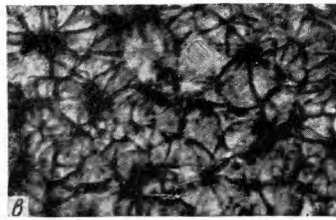
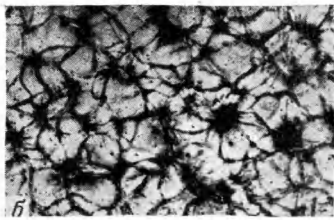
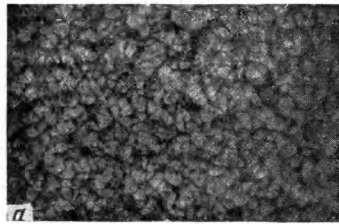
Фиг. 7. Схема экспериментальной установки: 1 — секция «высокого» давления; 2 — секция «низкого давления»; II — перегородка; 3 — закопченная стеклянная пластинка; 4 — фоторегистратор; 5 — коническая секция; 6 — толстостенная металлическая бомба; 7 — тонкий прозрачный резиновый шар

и секцию «низкого» давления 2. Длина первой секции ~ 1.5 м, длина второй ~ 2 м. Обе секции заполнялись смесью $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Секция I до давления от 3 кг/см^2 до 600 мм рт. ст. , а секция 2 — металлическая или прочная стеклянная труба — до давления от 3 кг/см^2 до 50 мм рт. ст. Перегородка II ставилась только тогда, когда давление в секции 2 было ниже 600 мм рт. ст. Давление в секции I при этом было всегда 600 мм рт. ст. В конце секции 2 устанавливалась стеклянная пластинка 3 толщиной 5 мм , покрытая перед опытом равномерным тонким слоем сажи. Смесь в секции I поджигалась слабым источником воспламенения — пережогом медной проволоочки от сети переменного тока в 220 в . Для ускорения перехода горения в детонацию [18] в секцию I вставлялась проволочная спираль длиной $\sim 70 \text{ см}$ с шагом $\sim 10 \text{ мм}$ из проволоки толщиной $\sim 1.5 \text{ мм}$, плотно прилегающая к стенкам трубы. Детонация, возникшая в секции I, доходила до перегородки II, прорывала ее и инициировала в секции 2 детонацию, которая на пути в ~ 2 м к моменту ее столкновения с закопченной пластинкой 3 становилась вполне стационарной.

На закопченных пластинках отчетливо обнаруживались отпечатки периодических неоднородностей, их можно было наблюдать визуально или измерять на фотографиях, полученных с пластин.

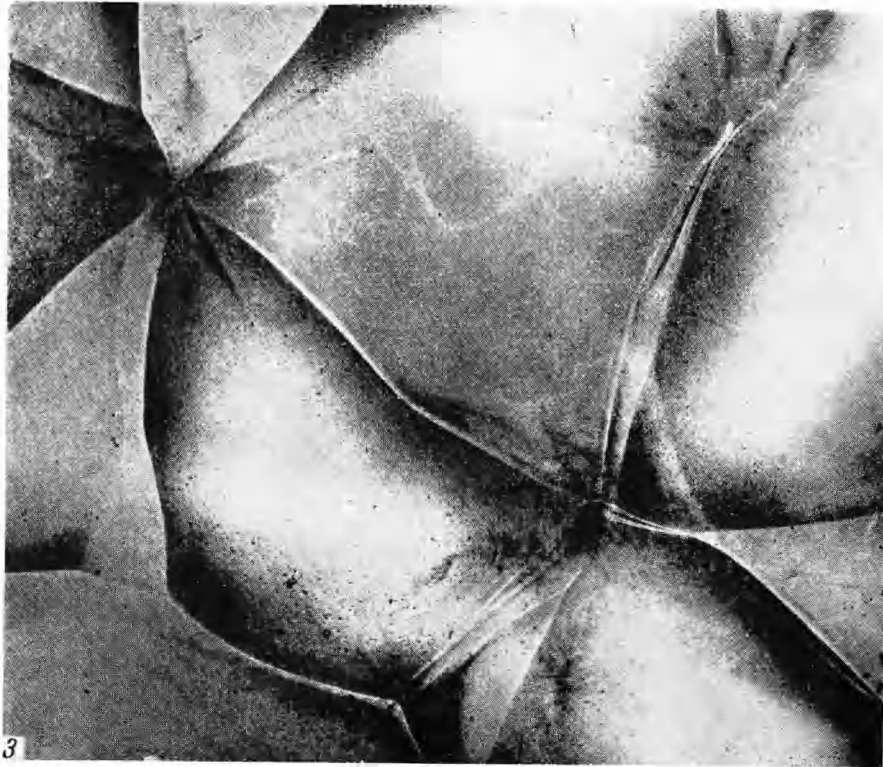
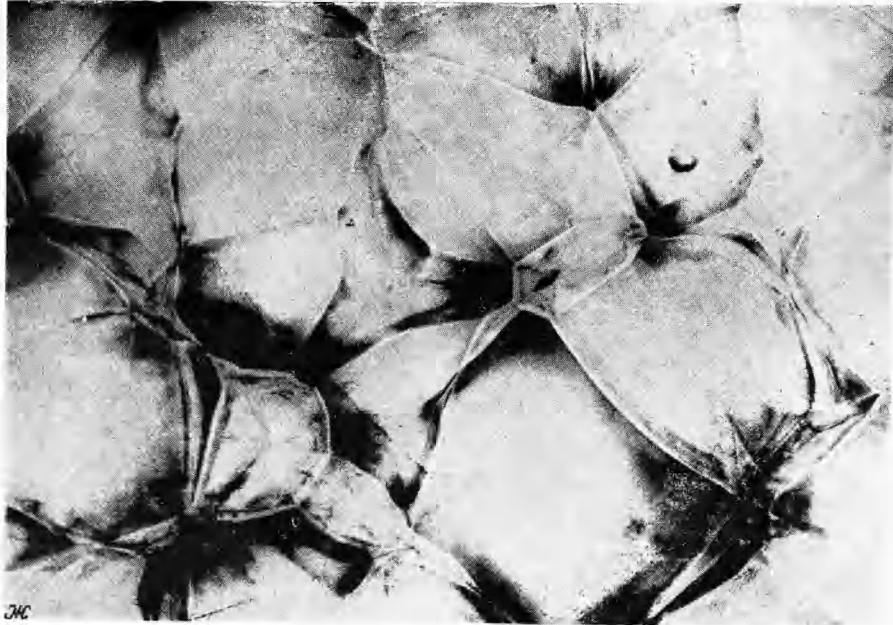
В опытах, кроме того, с помощью фоторегистратора 4 процесс распространения детонации фотографировался и измерялась скорость волны,

10 мм



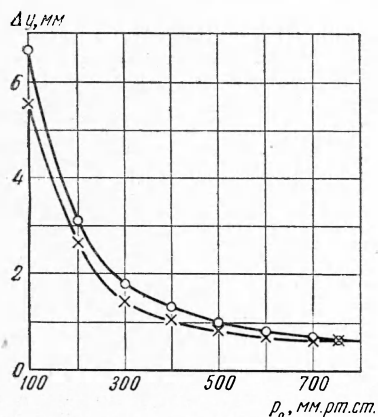
Фиг. 8. Фотографии с отпечатков на закопченных стеклянных пластинках, оставленных волной детонации при различных начальных давлениях исходной смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. а) $p_0 = 3 \text{ кг/см}^2$; б) $p_0 = 1 \text{ кг/см}^2$; в) $p_0 = 1 \text{ кг/см}^2$ (сферическая детонация в резиновом шаре); г) $p_0 = 500 \text{ мм рт. ст.}$; д) $p_0 = 400 \text{ мм рт. ст.}$; е) $p_0 = 300 \text{ мм рт. ст.}$

10 мм

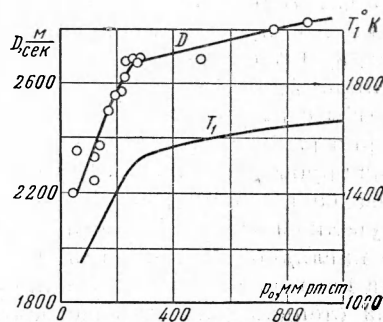


жс) $p_0 = 200$ мм рт. ст.; з) $p_0 = 90$ мм рт. ст.

падающей на торцевую пластинку 3. Это делалось, когда секция 2 представляла собою прочную стеклянную трубу. Секция 2 перед опытом тоже покрывалась сажей, и полученный на ней следовой отпечаток можно было рассматривать вместе со следовым отпечатком на торцевой пластинке.



Фиг. 9



Фиг. 10

Фиг. 9. Зависимость среднего размера неоднородности во фронте детонации от начального давления смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Верхняя кривая для трубы диаметром 30 мм. Нижняя кривая для трубы диаметром 70 мм.

Фиг. 10. Зависимость скорости детонации D и средней температуры T_1 за передним ударным фронтом волны от начального давления смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ (диаметр трубы 16 мм).

На фиг. 8 приведены негативные фотографии с торцевых стеклянных пластинок для различных начальных давлений горючей смеси. Белые места на фотографиях соответствуют тем участкам пластинки, на которых сажа полностью сохранилась и уплотнилась настолько сильно, что в отраженном свете эти участки сильно блестят; они представляют собой неискаженные (не затронутые изломами) участки переднего ударного фронта S . Тонкие линии, ограничивающие белые места, соответствуют следам изломов переднего ударного фронта, зафиксированных в момент прихода их к закопченной пластинке 3. Темные участки на фотографиях выявляют те места, где сходится несколько тонких линий и можно думать, что эти участки соответствуют двойным отражениям, в которых раньше всего инициируется химическая реакция самовоспламенения, вызывающая местный разброс частиц сажи. На фиг. 9 приводится график зависимости Δy от p_0 , полученный при обработке фотографий, когда волна детонации распространялась в цилиндрической трубе диаметром 30 мм (верхняя кривая).

Из графика, так же как и из фотографий, приведенных на фиг. 8, видно, что с уменьшением начального давления p_0 в исходной смеси размер неоднородности Δy увеличивается.

Особенно резкое возрастание этого размера происходит при уменьшении начального давления p_0 ниже ~ 300 мм рт. ст., когда, как это видно из фиг. 10, наблюдается резкое падение скорости детонации и расчетной температуры ударно-сжатой смеси T_1 [19].

Анализ результатов, приведенных на фиг. 9 и 10, подтверждает вывод, вытекающий из соотношения (2.8), что значительный рост размеров неоднородностей вблизи предела распространения детонации определяется сильным увеличением периода индукции самовоспламенения τ , несмотря на некоторое уменьшение скорости детонации D , т. е. определяется реакционно-кинетическими, а не газодинамическими факторами.

б) *Изучение периодических неоднородностей во фронте детонации в расширяющемся конусе и пространстве, не ограниченном стенками сосуда.* Схемы постановки экспериментов, выполненных с той же смесью водорода с кислородом, изображены на фиг. 7, б, 7, в, 7, г. В опытах с расширяющимся конусом (фиг. 7, б) к секции 2 присоединялась секция 5. Она состояла из двух цилиндрических участков с внутренними диаметрами 30 мм (длиною 50 мм) и 70 мм (длиною 500 мм), соединенных расширяющимся конусом длиной 500 мм. Вся секция 5 была сварена из листов меди. На ее торце располагалась одна или несколько закопченных пластинок 3.

Опыты с расширяющимся конусом показали, что если детонация стационарно распространяется в секции 2, то она не разрушается при переходе из трубы диаметром 30 мм в трубу диаметром 70 мм. При этом общее количество неоднородностей во всем фронте волны детонации растет по мере увеличения поверхности переднего ударного фронта волны S . Особенно наглядно это можно было наблюдать в опытах, в которых секция 5 была изготовлена из достаточно прочного стекла. По следовым отпечаткам на стенках расширяющегося стеклянного конуса можно было проследить за ростом числа неоднородностей по мере увеличения общей поверхности фронта детонации. При вхождении одноголовой спиновой детонации в расширяющийся конус число неоднородностей увеличилось и детонация из спиновой переходила в пульсирующую.

Торцевые отпечатки неоднородностей во фронте пульсирующей детонации для трубы диаметром 70 мм ничем не отличаются от таковых, полученных для трубы диаметром 30 мм, поэтому их фотографии не приводятся. По фотографиям, как и прежде, подсчитывался средний размер неоднородностей Δy во фронте волны детонации для различных начальных давлений горючей смеси. Результаты обработки даны на фиг. 9 (нижняя кривая). Здесь мы также видим, что с уменьшением начального давления p_0 исходной смеси средний размер неоднородности Δy увеличивается. Из кривых на фиг. 9 видно, что при данном давлении p_0 исходной смеси средний размер неоднородности Δy во фронте детонации при переходе ее из узкой трубы в широкую несколько уменьшается, а количество неоднородностей на единице поверхности волны увеличивается. Эта разница исчезает при давлениях, близких к атмосферному. Уменьшение среднего размера неоднородности Δy по выходе детонации из узкой трубы в широкую и сопутствующее незначительное увеличение скорости D еще раз подтверждают вывод, вытекающий из соотношения (2.8), о том, что Δy определяется только реакционно-кинетическими факторами. Увеличение установившейся скорости детонации в широкой трубе при низких начальных давлениях p_0 исходной смеси, происходящее из-за уменьшения потерь в волне, приводит, вследствие некоторого повышения температуры газа в переднем ударном фронте, к уменьшению τ и соответствующему уменьшению Δy . При давлениях, близких к атмосферному, т. е. достаточно далеко от предела распространения детонации, ее скорость не изменяется при переходе из узкой трубы в широкую, поэтому и средний размер неоднородности Δy остается неизменным.

Опыты с расширяющимся конусом показывают, что существование периодических неоднородностей во фронте детонации связано не с наличием стенки трубы, а с механизмом детонационного сгорания. Они заставляют предполагать, что при распространении детонационной волны в неограниченном пространстве число неоднородностей по мере увеличения поверхности волны должно неограниченно возрастать, поскольку переход детонационной волны из узкой трубы в широкую может рассматриваться как частный случай сферической детонации. С этой целью были поставлены опыты, в которых детонация из секции 2 (диаметр трубы 30 мм) выходила в сферический объем прочной металлической бомбы (фиг. 7, в), снабженной окнами для фотографирования и имеющей внутренний диа-

метр 30 см. На внутренних стенках сферы ставили в разных местах несколько пластин 3, покрытых сажей. Объем бомбы, так же как и секция 2, заполнялся стехиометрической смесью водорода с кислородом до атмосферного давления. Иницированная в секции 2 детонация при переходе в сферический объем не разрушалась, поскольку диаметр секции 2 удовлетворял критерию Я. Б. Зельдовича, С. М. Когарко и Н. Н. Симонина [16].

Опыты показали, что на пластинках, установленных в различных местах, фиксируются неоднородности, характер и средний размер которых ничем не отличаются от неоднородностей, зарегистрированных при атмосферном давлении в трубах диаметром 30 и 70 мм. Для большей убедительности были поставлены опыты, в которых детонация из секции 2 выходила в сферу (диаметром от 20 до 30 см), ограниченную тонкими прозрачными стенками резинового шара 7 (фиг. 7, з). Шар, как и секция 2, заполнялся смесью водорода с кислородом стехиометрического состава. Оказалось, что и в этом случае на пластинках 3 фиксируются неоднородности во фронте сферической детонации (фиг. 8, в), характер и средний размер которых тоже ничем не отличаются от зарегистрированных при атмосферном давлении в трубах диаметром 30 и 70 мм и в прочной сферической бомбе. Измеренная с помощью фоторегистратора скорость сферической детонации не отличалась от скорости детонации, распространяющейся в секции 2. Эти опыты убедительно показывают, что сферическая детонация также является пульсирующей и неоднородности в ее фронте зарождаются самопроизвольно, они не связаны со стенками сосуда.

4. Обсуждение результатов эксперимента. а) *О механизме детонационного сгорания.* Опыты, описанные выше, позволяют расширить представления [9] о механизме распространения пульсирующей газовой детонации, лучше понять совокупность промежуточных состояний и процессов, которые претерпевает горючая газовая смесь при детонационном сгорании. Прежде всего опыты свидетельствуют о первостепенной роли неустойчивости фронта воспламенения J в механизме распространения детонационного сгорания. Именно эта неустойчивость в течение всего времени распространения детонации является неиссякаемым источником, вызывающим к жизни изломы переднего ударного фронта S , столкновение которых приводит к образованию двойных отражений. Газ в области двойного отражения, нагреваясь до более высокой температуры, чем в плоской или косой волне, самовоспламеняется через наиболее короткое время, образуя надежный источник поджигания смеси. Воспламенение вызывает ударное возмущение, нарушающее двойное отражение, после чего для воспламенения газа, прошедшего ударный фронт S , требуется опять более длительное время τ , приводящее к образованию неустойчивой зоны воспламенения J . Неустойчивость вновь вызывает к жизни изломы переднего ударного фронта S , которые сталкиваются, снова образуя двойные отражения; цикл периодически повторяется.

При распространении стационарной детонации со средней скоростью $D = \text{const}$ в трубе постоянного сечения среднее число изломов, которое может поддерживаться неустойчивостью и таким образом существовать в любой момент времени, пока есть детонация, остается неизменным и определяется соотношением (2.9). При распространении в трубе постоянного сечения нестационарной, например, пересжатой детонации, возникающей от подрыва навески азидов свинца, среднее число изломов n на участке, близком к месту иницирования, не остается постоянным, а постепенно уменьшается по мере удаления от источника иницирования. Это — экспериментальный факт, и он тоже согласуется с выражением (2.9), поскольку постепенное уменьшение скорости детонации D (и, разумеется, T_1) из-за ослабления «подпора» от энергии мощного инициатора приводит к увеличению τ и, следовательно, к уменьшению n , до тех пор, пока не установится стационарная детонация. При распространении детонации

в расширяющемся конусе или при сферической детонации общее количество изломов во фронте детонации растет из-за того, что с ростом площади поверхности фронта общее число неоднородностей (возмущений), возникающих (размещающихся) на нем, увеличивается.

б) *Критерий предела существования спиновой и пульсирующей детонаций.* Опыты, описанные выше, подтверждают правильность предположений, вытекающих из соотношений (2.8) и (2.9), о том, что средний размер неоднородности Δy определяется реакционно-кинетическим фактором τ , а среднее количество изломов n в переднем ударном фронте волны детонации, распространяющейся в трубе постоянного сечения, зависит от геометрического (d), кинетического (τ) и газодинамического (D) факторов.

Поскольку существование волны детонации неразрывно связано с наличием изломов в ее переднем ударном фронте, обеспечивающих поджигание газа в ней, то соотношение (2.9), записанное в виде

$$n = \left(\frac{d}{\tau D}\right)^2 \frac{1}{\beta^2} \geq 1 \quad (4.1)$$

равносильно условию существования волны детонации. Равенство левой части этого критерия единице есть условие существования спиновой детонации (один излом). Если левая часть критерия (4.1) больше единицы, то имеет место пульсирующая детонация.

Надо иметь в виду, что требуется применение аппаратуры с высокой разрешающей способностью, чтобы в случае весьма большого значения левой части критерия (4.1) распознать пульсирующую детонацию, которая ввиду очень малых размеров неоднородностей может восприниматься как «нормальная». В опытах со стехиометрической ацетилено-кислородной смесью при атмосферном давлении нам удалось зарегистрировать на торцевых отпечатках размер неоднородности $\Delta y \sim 0.1$ мм, что соответствует $\tau \sim 10^{-7}$ сек и $n \sim 10^5$ изломам во всем фронте детонации, распространяющейся в трубе диаметром 30 мм. Значение $\tau \sim 10^{-7}$ сек близко к предельному времени химической реакции, определяемому временем возбуждения колебательных уровней в молекуле [20]. При достижении предельного времени критерий неустойчивости (1.1), ввиду независимости времени реакции от температуры, теряет силу. Поэтому при очень коротких временах реакции пульсирующая (и спиновая) детонация может не наблюдаться [21].

Выражение (4.1) в принципе позволяет теоретически предвычислить число изломов n в переднем ударном фронте волны детонации и рассчитать пределы распространения детонации в трубе заданного диаметра d . Это возможно, во-первых, если для заданной горючей смеси по термохимическим данным можно точно, с учетом всех видов потерь, вычислить скорость детонации D и по этой скорости, равной скорости движения ударного переднего фронта волны, определить температуру T_1 ударно-сжатого газа. Во-вторых, если известна температурная зависимость запаздывания воспламенения и можно по значению температуры T_1 определить период индукции самовоспламенения τ . Анализ критерия (4.1) показывает, что поскольку D и τ не могут быть произвольно заданными величинами, то стационарное распространение спиновой детонации — один излом — в трубе сколько угодно большого диаметра, по-видимому, не осуществимо. Поэтому утверждение [22, 23] о наличии стационарной спиновой детонации у пределов ее распространения не должно относиться к слишком большим диаметрам труб и, разумеется, к распространению сферической детонации.

В заключение отметим, что ограниченность сведений о высокотемпературной кинетике химических реакций не позволяет во многих случаях определить период индукции самовоспламенения при высоких температурах. Поскольку было показано, что размер неоднородностей Δy во

фронте волны детонации является функцией τ и D , то представляло бы интерес использовать эту функциональную зависимость для обратного вычисления τ из уравнения (2.8) по измеренным из опыта величинам Δy и D .

Авторы выражают благодарность С. М. Когарко за полезные дискуссии.

Институт химической физики АН СССР

Поступила
20 VI 1960

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. К теории распространения детонации в газообразных системах. ЖЭТФ, 1940, т. 10, 542.
2. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов. Изд-во АН СССР, 1944.
3. D ö r i n g W. Über den Detonationsvorgang in Gasen. Ann. Physik, 1943, 43, 421.
4. Щелкин К. И. Два случая неустойчивого горения. ЖЭТФ, 1959, т. 36, 600.
5. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Пульсирующая и спиновая детонация газовых смесей в трубах. ДАН, 1959, т. 125, № 1, 110.
6. Дубовик А. С., Чурбаков А. И. Высокоскоростной фоторегистратор непрерывного действия ЖФР. Оптико-механическая промышленность, 1959, № 1.
7. Шнирман Г. Л., Дубовик А. С., Кевлишвили П. В. Скоростная фоторегистрирующая установка. АН СССР. Филиал Всесоюзного института научной и технической информации, М., 1957.
8. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Структура газовой детонации в трубах. ЖТФ, 1960, т. 30, вып. 4, 450.
9. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Механизм детонационного сгорания. Ж. прикл. механ. и технич. физ., 1960, № 1.
10. Курант Г., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. ИИЛ, М., 1950.
11. Войцеховский Б. В., Котов Б. Е., Митрофанов В. В., Топчийн М. Е. Оптические исследования поперечных детонационных волн. Изв. Сибирск. отдел. АН СССР, 1958, № 9, 44.
12. Ракипова Х. А., Трошин Я. К., Щелкин К. И. Измерение нормальных скоростей пламени ацетилено-кислородных смесей. ЖТФ, 1947, т. 17, вып. 12, 1397.
13. Щелкин К. И. Быстрое горение и спиновая детонация газов. Военное изд-во Мин-ва вооруж. сил СССР, М., 1949.
14. Солоухин Р. И. О расходящейся волне спиновой детонации. Изв. АН СССР. ОТН, Механика и машиностроение, 1959, № 6, 145.
15. Manson N. a. Ferrie F. Contribution to the Study of spherical detonation waves, Fourth Symposium on Combustion 486, Baltimore, 1953.
16. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации. ЖТФ, 1956, т. 26, вып. 8, 1744.
17. Когарко С. М. О возможности детонации газовых смесей в конусных трубах. Изв. АН СССР. ОТН, 1956, № 4, 419.
18. Щелкин К. И. Возникновение детонации в газах в шероховатых трубах. ЖТФ, 1947, т. 27, вып. 5, 613.
19. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К., Щелкин К. И. Об аналогии между горением в детонационной волне и в ракетном двигателе. Изв. АН СССР. ОТН, Энергетика и автоматика, 1959, № 6, 79.
20. Сербинов А. И. К вопросу об оценке реакционной способности взрывчатых веществ. ДАН, 1959, т. 129, № 3, 627.
21. Щелкин К. И. Детонационные процессы. Вестн. АН СССР, 1960, № 2.
22. Ракипова Х. А., Трошин Я. К. и Щелкин К. И. Спин у пределов детонации. ЖТФ, 1947, т. 17, вып. 12, 1409.
23. Трошин Я. К., Щелкин К. И. О спине у пределов газовой детонации. Изв. АН СССР. ОТН, 1957, № 8, 142.