

**ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ  
ИССЛЕДОВАНИЙ ДЕТОНАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ  
ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ, ВОЗБУЖДАЕМОГО  
БЫСТРОЛЕТЯЩИМ ТЕЛОМ**

УДК 534.222.2+536.46+661.215.1

**А. А. Васильев**

**Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,  
630090 Новосибирск**

*С единой точки зрения рассмотрен комплекс вопросов по возбуждению с помощью быстролетящего тела (БЛТ) режимов детонационного горения газовой смеси. Базой рассмотрения служит энергетический критерий инициирования детонации с помощью БЛТ. Изложены результаты экспериментальных исследований, подтвердившие применимость критерия в широком диапазоне диаметров (5 ÷ 250 мм) и скоростей БЛТ (800 ÷ 3500 м/с), а также составов взрывчатых смесей (от активных топливно-кислородных до труднодетонируемых топливно-воздушных). Классифицированы режимы взаимодействия БЛТ и взрывчатой смеси. Для БЛТ с плоским носиком обнаружен неизвестный ранее эффект струйного формирования детонационной волны из баллистической (при скоростях движения, меньших детонационных).*

Воспламенение взрывчатых смесей может быть осуществлено баллистической волной (БВ), создаваемой движущимся со сверхзвуковой скоростью быстролетящим телом (БЛТ). Подобный способ воспламенения, пожалуй, впервые был реализован в [1]. В инертной среде пространственная конфигурация БВ вблизи головной части обтекаемого тела определяется уравнением геометрического профиля БЛТ  $Y = Y(x)$ , а вниз по потоку БВ вырождается в акустическую волну Маха. За фронтом БВ осуществляются сжатие и нагрев газа, вследствие чего в горючей смеси возможны возбуждение химической реакции и появление фронта горения. В зависимости от соотношения геометрических и кинематических характеристик БЛТ и химико-кинетических параметров смеси за БВ можно наблюдать практически все известные режимы горения: от медленного ламинарного пламени до гиперзвуковой пересжатой детонации.

Начало теоретических исследований проблемы обтекания тел сверхзвуковым потоком реагирующего газа положено, например, работами [2–5], из зарубежных публикаций можно отметить [6–9]. Хотя о количественном соответствии с экспериментом говорить сложно, тем не менее на качественном уровне основные результаты этих работ весьма интересны. Накопленные к настоящему времени экспериментальные результаты по воспламенению горючих смесей с помощью БЛТ [6–7, 10–20] представляют собой набор разрозненных данных для различных взрывчатых смесей, различных условий эксперимента и наблюдаемых эффектов. Их анализ и систематизация осуществлены в [21], частично эти вопросы затрагивались в [17, 18].

В данной работе с единой точки зрения рассмотрен комплекс вопросов (экспериментальных и теоретических) по возбуждению химической реакции во взрывчатой газовой

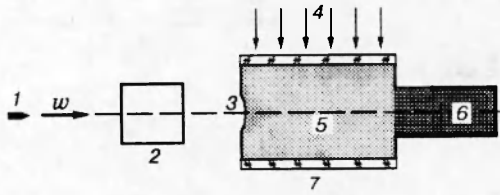


Рис. 1. Схема экспериментального стенда:

1 — БЛТ, 2 — измеритель скорости БЛТ, 3 — мембрана, 4 — шлирен-система, 5 — взрывная камера, 6 — ловушка БЛТ, 7 — оптические окна

смеси с помощью БЛТ. Особое внимание уделено детонационному режиму. Такой выбор обусловлен быстро возрастающим интересом к проблеме детонационного горения в ракетных двигателях, в том числе RAM-accelerator (см., например, [22–24]).

### § 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Характер взаимодействия БЛТ и взрывчатой газовой смеси установлен на основе:

- а) лабораторных экспериментальных исследований на топливно-кислородных смесях  $C_2H_2 + 2,5 O_2$  и  $2H_2 + O_2$ ;
- б) крупномасштабных экспериментов на топливно-воздушных смесях;
- в) анализа всех известных из литературы результатов.

Схема лабораторного экспериментального стенда представлена на рис. 1. В качестве БЛТ использовались тела цилиндрической формы (диаметр  $d = 7,62$  мм) с головной частью в виде полусферы или плоского торца, ускоряемые с помощью порохового заряда. Полетная скорость БЛТ  $w$  варьировалась в диапазоне  $800 \div 1400$  м/с, что примерно в 2–3 раза ниже скорости идеальной детонации  $D_0$ . При таких скоростях коэффициент аэродинамического сопротивления  $c_x = 1,0$  для БЛТ с полусферической головкой и  $c_x = 1,7$  для тела с плоским передним торцом [25]. Скорость БЛТ независимо определялась по времени пролета тела между двумя тонкими проволочками (5 мкм), установленными вдоль полетной трассы БЛТ на фиксированном расстоянии друг от друга.

Взрывная камера на переднем торце (со стороны движения БЛТ) имела входное отверстие, перекрытое в исходном состоянии тонкой целлофановой мембраной, которая отделяла взрывчатую смесь от окружающего воздуха. На противоположном конце камеры устанавливалась ловушка для БЛТ. В боковых стенках камеры были сделаны прозрачные окна, через которые с помощью шлирен-системы осуществлялась фотосъемка движения БЛТ по взрывчатой смеси. Щель и нож Фуко теневого прибора ориентированы перпендикулярно скорости БЛТ.

В большинстве экспериментов съемка осуществлялась фоторегистратором (с оптически прозрачным барабаном) в режиме непрерывной развертки через щель, параллельную траектории полета. Один из сигналов измерителя скорости использовался для синхронизации импульсной лампы-вспышки с моментом входа БЛТ во взрывную камеру. Для получения крупноформатного мгновенного фотоснимка летящего сквозь взрывчатую смесь БЛТ и профиля БВ применялся метод съемки через щель, перпендикулярную траектории полета, в режиме полной компенсации скоростей (см., например, [26]). В экспериментах по выяснению механизма трансформирования баллистической волны в самоподдерживающуюся детонационную применялась высокоскоростная камера (ждушая лупа времени) в режиме покадровой съемки.

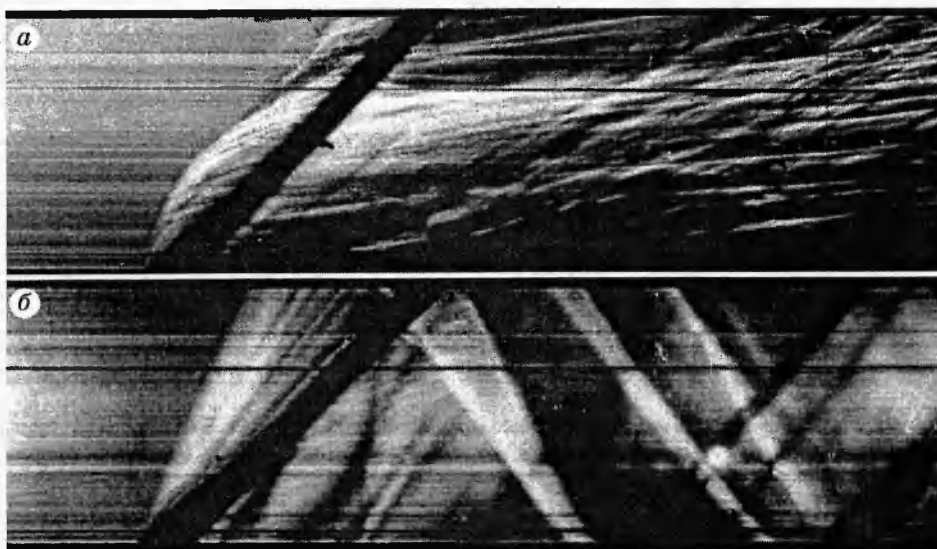


Рис. 2. Теневые фоторазвертки движения БЛТ по смеси и возбуждаемые им процессы нестационарного горения (а) и детонации (б)

Критические условия возбуждения детонации определялись при варьировании скорости БЛТ и начального давления  $p_0$  исследуемых смесей. На рис. 2 представлены типичные теневые фоторазвертки, иллюстрирующие воспламенение смеси и формирование нестационарного газодинамического комплекса из БВ и фронта горения, а также возбуждение самоподдерживающейся многофронтной детонации.

При исследованиях на топливно-воздушных смесях (их результаты частично представлены в [18]) фоторегистрация самосвечения процесса осуществлялась с помощью высокоскоростной киносъемки. Характер возбуждаемого процесса (детонация или высокоскоростное горение) контролировался внутри газового облака также с помощью следовой методики, а вне облака — с помощью датчиков давления. В качестве БЛТ использовалась металлическая коническая облицовка большого диаметра (до 300 мм) с большим углом раскрытия, метаемая с помощью заряда мощного взрывчатого вещества по методике, предложенной в [27]. Облицовка могла разгоняться до начальной скорости порядка 4 км/с. Начальное давление смеси — атмосферное.

О попытке использования пластин большого диаметра ( $d_0 = 200$  мм) для инициирования смеси МАРР (метилацетилен — пропан — пропадиен) с воздухом сообщалось также в [28].

## § 2. ХАРАКТЕРНЫЕ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ СМЕСИ ЗА БЛТ

Известны два предельных самоподдерживающихся режима распространения фронта реакции в химически активной смеси — низкоскоростное (см/с) ламинарное горение и высокоскоростная (км/с) детонация. В первом случае ведущая роль принадлежит теплопроводности (от горячих продуктов реакции к исходной смеси), во втором — ударно-волновому возбуждению. Воспламенение смеси традиционно характеризуется минимальной энергией зажигания  $E_{ign}$ , а возбуждение детонации — критической энергией инициирования  $E_*$ , причем  $E_{ign}$  на много порядков ниже  $E_*$  (например, для возбужде-

ния сферически расширяющейся волны в стехиометрической смеси водорода с воздухом  $E_{ign} = 0,017$  мДж (см., например, [29]), а  $E_* \approx 4000$  Дж (см., например, [21]). При движении БЛТ смесь воспламеняется за счет нагрева в БВ и последующего адиабатического торможения потока (с максимальной температурой торможения в головной части БЛТ на его оси).

С помощью гипотезы о «плоских сечениях» [30–34] стационарная задача о профиле БВ  $Y = Y(x)$ , возбуждаемой БЛТ, заменяется нестационарной задачей о взрывной волне  $Y = Y(t)$  от цилиндрического инициатора (роль  $t$  отводится величине  $x/w$ ). Строго говоря, подобная замена математически корректна только для тонких заостренных тел, движущихся с большой сверхзвуковой скоростью. Формальным энергетическим эквивалентом  $E_2$  (Дж/см) для БЛТ как цилиндрического инициатора выступает работа силы аэродинамического сопротивления тела  $F$  на единице длины при относительном движении БЛТ и газовой смеси со скоростью  $w$ :

$$E_2 = c_x S \rho_0 w^2 / 2, \quad (1)$$

где  $S$  — площадь миделева сечения тела,  $\rho_0$  — плотность окружающей среды. Предполагается, что время движения БЛТ по смеси превышает все остальные характерные газодинамические и кинетические времена и процесс успевает приобрести квазистационарный характер.

При постепенном увеличении энергии инициатора — от энергии зажигания  $E_{ign}$  (возбуждения ламинарного пламени) до значений, превышающих критическую энергию иницирования детонации  $E_*$ , — наблюдается большое разнообразие характерных режимов протекания химической реакции в реагирующей смеси и соответствующих газодинамических течений. Ниже приведена их классификация. Следует отметить, что подобный подход (классификацию по энергиям) нельзя признать универсальным, поскольку чаще всего иницирование определяется не только энергией источника, но и пространственно-временными законами ее выделения.

1. Естественным образом выделяется класс *течений без фронта пламени* — при температурах торможения на носике БЛТ, меньших температуры самовоспламенения  $T_{ign}$  данной взрывчатой смеси. При этом профили БВ и газодинамических параметров соответствуют инертной среде.

2. Класс *течений с ламинарным фронтом пламени* реализуется при скорости БЛТ  $w = w_{min}$ , соответствующей условию, когда температура торможения смеси за фронтом волны оказывается равной температуре самовоспламенения данной взрывчатой смеси (или несколько большей). Характерные значения  $T_{ign}$  типичных газовых смесей невелики: например, для смеси ацетилена с воздухом  $T_{ign} = 335$  °С, для пропана — 510 °С, водорода — 530 °С, метана — 645 °С ... [35], что достигается за БВ при скоростях порядка 410, 720, 850, 915 м/с ... соответственно [36].

Следует подчеркнуть, что несомненно важные и интересные задачи о вхождении БЛТ во взрывчатую смесь с нестационарными процессами возникновения локального очага горения, его расширения и воспламенения всей смеси с последующим формированием квазистационарного комплекса БЛТ — фронт пламени — БВ до сих пор математически не исследованы. Необходимую информацию приходится извлекать из эксперимента.

Пространственный размер первичного очага с оптимальными для воспламенения параметрами при  $w \geq w_{min}$  определяется формой головной части БЛТ. Для осесимметричных тел с малым радиусом закругления (в идеале — при заостренной передней кромке, когда БВ присоединена к БЛТ и имеет вблизи носика коническую форму) очаг воспла-

менения также имеет малый пространственный размер (близок к точечному). Увеличение радиуса кривизны головной части БЛТ приводит к сглаживанию и выпрямлению головного участка БВ и его отделению от передней кромки тела. С точки зрения роли пространственного распределения вводимой в реагирующую смесь энергии эти эффекты способствуют переходу от точечного воспламенения к пространственно распределенному по некоторой области конечного размера перед БЛТ. Сравнение характерного размера очага воспламенения с критической величиной для данного процесса (горения, детонации и т. д.) позволяет количественно оценить «малость» очага или его «достаточность».

При фиксированной геометрии БЛТ дальнейшее увеличение начального очага воспламенения может быть осуществлено за счет повышения скорости БЛТ до величины, когда температура воспламенения достигается и за наклонными участками БВ. Следует отметить, что в случае тонкого осесимметричного тела для воспламенения смеси за боковыми участками БВ (из-за их малого наклона к оси) могут потребоваться гиперзвуковые скорости БЛТ, значительно превышающие скорость самоподдерживающейся детонации  $\bar{D}$ , близкую к скорости идеальной детонации Чепмена — Жуге  $D_0$ .

При скоростях  $w$ , незначительно превышающих  $w_{\min}$ , развитие первичного очага воспламенения приводит к формированию между БВ и БЛТ фронта ламинарного пламени, огибающего БЛТ и образующего в области следа границу раздела между сжатой в наклонной БВ газовой смесью и горячими продуктами сгорания (само БЛТ обтекается высокотемпературными продуктами горения). При небольших скоростях БЛТ и ламинарном режиме горения в носовой части слабое взаимодействие смеси и продуктов в следе характеризуется низкоскоростными (по нормали) режимами распространения горения и весьма малым наклоном фронта пламени к направлению полета. Вследствие этого расстояние между БВ и фронтом пламени возрастает по мере удаления от БЛТ, а газовая смесь и продукты — остывают по мере удаления от БЛТ.

3. Последующее увеличение скорости БЛТ приводит к интенсификации горения в носовой части и переходу от ламинарного к *турбулентному* режиму горения. Отметим, что при ламинарном и турбулентном режимах фронт пламени занимает квазистационарное положение относительно БЛТ и БВ. При турбулентном режиме фронт пламени имеет большее размытие в следе за БЛТ.

4. Класс *пульсационных* режимов горения с нестационарным положением фронта пламени относительно БЛТ наиболее обширен и разнообразен. Можно выделить несколько типов пульсационных движений.

4а. Продольные пульсации фронта пламени при квазистационарном положении БВ. Быстрое расширение первичного очага воспламенения приводит к тому, что приосевой участок фронта пламени вместо своего квазистационарного положения перемещается от БЛТ к БВ, постепенно ослабевая за счет «несинфазного» выделения химической энергии и возрастания скорости встречного потока (треугольный профиль скорости между БВ и телом в системе БЛТ, см., например, [6]). Некоторую роль в процессе замедления фронта пламени относительно БЛТ играет и спад давления при радиальном расширении продуктов реакции из приосевой зоны на фланги БЛТ.

В определенный момент фронт пламени достигает точки максимального удаления от БЛТ (минимальное сближение с БВ) и затем из-за недостаточности («запаздывания») энерговыделения начинает сноситься вниз по потоку (от БВ к БЛТ). На этой стадии свежая смесь попадает во фронт сносимого пламени с очень малыми скоростями, пока накопившаяся перед фронтом пламени смесь не начнет вновь реагировать по истечении времени индукции, формируя новый очаг воспламенения и новый фронт горения.

Процесс периодически повторяется.

Наблюдаемые в головной части БЛТ периодические продольные пульсации фронта пламени меняют и картину взаимодействия в следе БЛТ (эффектные фотографии приведены в [13]): на границе раздела «продукты горения — сжатая непрореагировавшая смесь» возникают периодические возмущения, частота которых возрастает по мере увеличения  $w$  (обратная пропорциональность периоду индукции смеси при прочих одинаковых условиях). Расширение очага пламени и обтекание БЛТ формирует динамически меняющуюся тарелкообразную форму возмущения, причем при удалении от БЛТ вдоль следа центральная часть такого возмущения «продавливается» (выворачивается) относительно плоскости, проведенной по ободку «тарелки».

4б. Продольно-поперечные пульсации фронта пламени при квазистационарном положении БВ, проявляющиеся в немонотонной кривизне фронта пламени перед головной частью БЛТ и неизотропности очагов самовоспламенения смеси (что, в свою очередь, приводит к неперIODичности возмущений в следе БЛТ). Причиной сложного волнового поведения фронта пламени может служить неустойчивость к поперечным возмущениям границы раздела «продукты горения — сжатая непрореагировавшая смесь» в зоне индукции, типичная для большинства химически активных газовых смесей (см., например, [26]). Частота таких пульсаций довольно сложным образом зависит от задержек воспламенения смеси, а также от скорости БЛТ, его размеров и формы головной части.

Следует особо отметить, что периодичность (регулярность) структуры возмущений зависит от состава смеси и коррелирует со степенью регулярности элементарных ячеек многофронтной детонации (см., например, [37]).

Подчеркнем, что в подклассах 4а и 4б пульсации фронта пламени практически не влияют на положение БВ относительно БЛТ.

4в. Пульсации фронта пламени, вызывающие пульсации головного участка баллистической волны. По мере дальнейшего повышения  $w$  (но все еще  $w < \bar{D}$ ) и увеличения амплитуды пульсаций фронта горения головной участок БВ определенного размера способен на определенное время «выброситься» вперед на расстояние, превышающее дистанцию между БЛТ и БВ для стационарного режима обтекания, но затем вернуться к нормальному состоянию. Именно такой режим представлен на теневой фоторазвертке рис. 2, а. Начальная скорость движения «выбрасываемого» участка лишь незначительно превышает полетную скорость  $w$  при малых амплитудах пульсаций фронта горения и увеличивается по мере возрастания амплитуды пульсаций вплоть до скоростей, близких к околдетонационным. Пространственный размер «выбрасываемого» участка определяет дальнейшее развитие неустойчивости БВ. Если размер «выбрасываемого» участка «мал», то события развиваются по «пульсационному» сценарию: ослабление и возврат к БЛТ, новый «выброс» и т. д.

5. Класс квазидетонационных режимов при  $w < \bar{D}$  характеризуется тем, что начальная скорость «выбрасываемого» участка становится соизмеримой с  $\bar{D}$ . Если пространственный размер квазидетонационного участка БВ «невелик», то режим пульсационного детонационного сгорания смеси реализуется в «малой» области головного участка БВ, а во всей остальной области БВ (и тем более в следе) наблюдается режим турбулентного горения 3-го типа — с увеличивающимся расстоянием между БВ и фронтом пламени по мере удаления от БЛТ. При «малом» размере очага к квазидетонационным относятся пульсационные режимы, наблюдаемые вплоть до  $w \approx \bar{D}$ .

К квазидетонационным следует отнести также режимы при  $w \geq \bar{D}$  с «малым» размером очага, когда головной участок БВ представляет стационарный детонационный

( $w = \bar{D}$ ) и даже пересжатый ( $w > \bar{D}$ ) фронт (при  $w \geq \bar{D}$  на головном участке баллистическая волна и фронт горения практически неотделимы друг от друга). Но при переходе из носовой части БВ в след БЛТ детонационный фронт не способен к самоподдерживающемуся режиму распространения по смеси, вследствие чего детонационная волна (ДВ) распадается с отделением фронта пламени от БВ (даже при гиперзвуковых скоростях).

6. К *детонационным* отнесены режимы сгорания смеси, когда в любой точке (впереди БЛТ или в следе) баллистическая волна и фронт горения неотделимы друг от друга. При  $w < \bar{D}$  квазидетонационный головной участок БВ может развиваться до самоподдерживающейся ДВ только из «достаточно большого» по размерам очага, причем при  $w < \bar{D}$  такая ДВ в дальнейшем окончательно оторвется от БЛТ и трансформируется в сферически расходящуюся ДВ, а ее самоподдерживающийся режим распространения уже не будет зависеть от БЛТ (фоторазвертка на рис. 2,б).

При  $w \geq \bar{D}$  квазидетонационный режим может трансформироваться в детонационный также только из «достаточно большого» квазидетонационного очага. При этом нормальная к поверхности БВ (и примыкающего к БВ фронта пламени) скорость распространения не опускается ниже скорости детонации на всем протяжении БВ. На головном участке ДВ пересжата и ее стационарность поддерживается БЛТ как поршнем.

7. *Околокритические* режимы возбуждения детонации выделены в отдельный класс, поскольку их изучение позволяет прояснить физические механизмы ускорения пламени и перехода горения в детонацию. Многие аспекты этих проблем до сих пор не выяснены.

Приведенная классификация может дополняться по мере накопления экспериментальных и расчетных данных. Еще раз отметим, что за исключением предельных случаев (движение по взрывчатой смеси как по инертной или возбуждение детонации) взаимодействие фронта пламени с БВ и БЛТ носит весьма сложный характер. Наиболее ярко это проявляется при переходе горения в детонацию.

### § 3. СТРУЙНЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

При низкоскоростном ( $w < D_0$ ) режиме инициирования горючей смеси быстролетящим телом с плоским передним торцом был обнаружен нетипичный эффект формирования ДВ (класс 7) за счет высокоскоростных струй воспламенившейся перед БЛТ смеси после пересечения им границы раздела воздух — смесь (серия мгновенных шлирен-фотографий, иллюстрирующая этот эффект, приведена на рис. 3). Такие струи горячих продуктов реакции, подталкиваемые плоским торцом БЛТ как поршнем, обгоняют БВ и воспламеняют исходную взрывчатую смесь подобно потоку микроБЛТ, приводя в итоге к формированию многофронтной детонации. Как правило, фиксируются несколько микроструй, причем места их возникновения расположены стохастическим образом относительно БЛТ.

Удаление среза ствола от мембраны позволяет исключить отдельные частицы порохового заряда, с помощью которого разгоняется БЛТ в стволе, как первопричину возникновения таких микроструй: при удалении ствола от мембраны качественная картина струйного инициирования не меняется. Замена плоского торца БЛТ коническим показала, что при заостренном носике каких-либо микроструй на фотографиях не видно, а БВ имеет классическую конусообразную форму, что дополнительно свидетельствует не в пользу пороховых частиц, но указывает на важнейшую роль газообразных продуктов в образовании микроструй и самого БЛТ, точнее, его плоского торца. Замена горючей смеси инертной

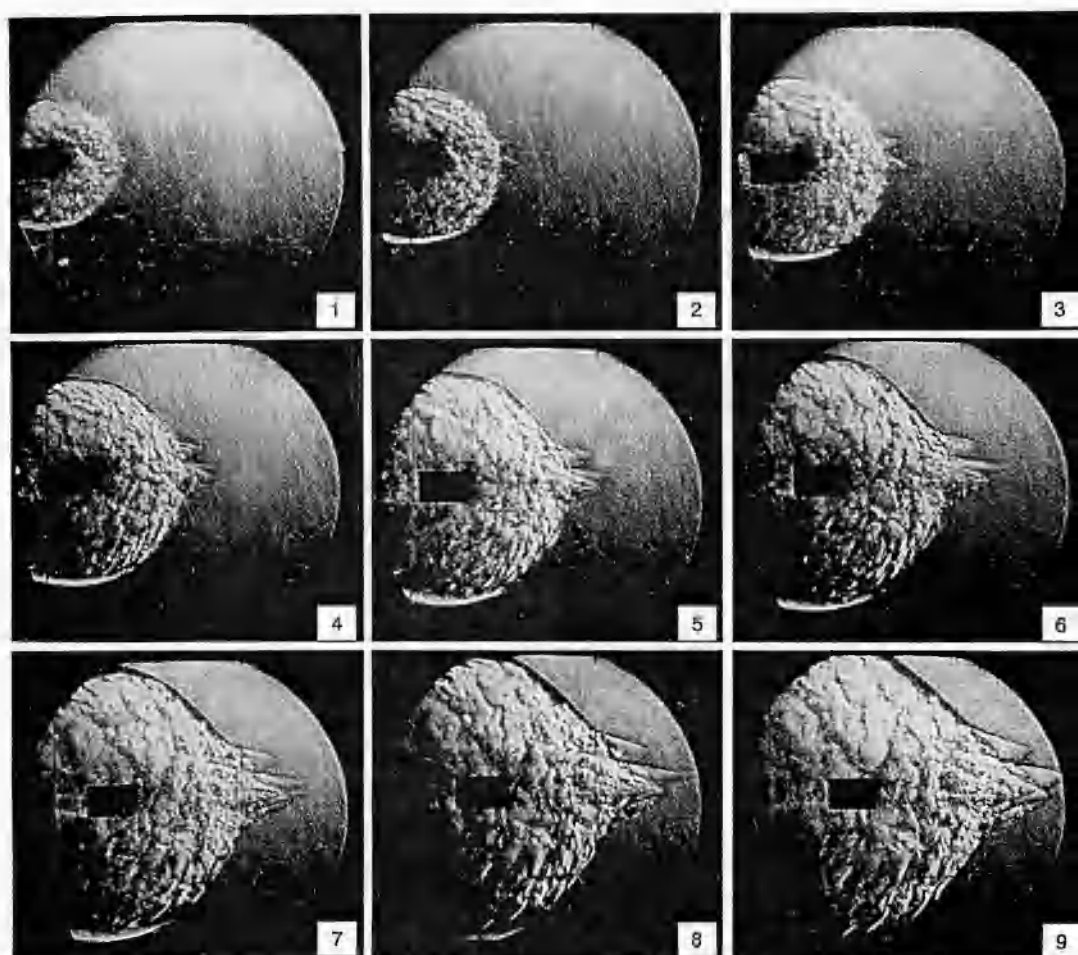


Рис. 3. Покадровые шлирен-снимки струйного формирования детонационной волны (последовательность по ряду слева направо и сверху вниз)

позволила исключить из рассмотрения и микрочастицы мембраны, разрушающейся при входе БЛТ в смесь: в инертной смеси микроструи не наблюдаются. Более того, согласно законам сохранения энергии и импульса, при плоском ударе скорость микрочастиц целлофановой мембраны не может превышать  $2w$ , в то время как фиксируемая скорость микроструй заметно больше  $2w$ .

Истинная природа этих микроструй пока не известна. В качестве гипотезы можно предположить, что их возникновение может быть связано с неоднородным по пространству воспламенением взрывчатой смеси перед плоским торцом БЛТ — в «горячих точках». Подобные локальные микроочаги с взрывным характером химического превращения генерируют серию микровзрывных волн. Эти волны взаимодействуют друг с другом, с торцом БЛТ как поршнем, а также с БВ, которая к тому времени приобретает форму, типичную для параболоида вращения (своеобразное зеркало). Эти три типа взаимодействия способствуют образованию микроструй за счет соударения искривленных участков микровзрывных волн. Подтверждением этому служит тот экспериментальный факт, что в самоподдерживающейся многофронтной ДВ столкновения искривленных участков детонационного фронта порождают локальные волны со скоростью до  $2D_0$ ! «Горячие точки»



могут возникать и из-за фокусирующего действия криволинейной БВ (см., например, [38]).

#### § 4. КРИТЕРИЙ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ

Из работ, где предпринимались попытки сформулировать критерий инициирования детонации с помощью БЛТ, хотелось бы отметить три.

Первая работа — [5], где из анализа размерностей предложены формулы для критических условий инициирования детонации с помощью БЛТ:

$$w \geq D_0, \quad (2)$$

$$R_* = \tau \sqrt{Q} (E_1 / \mu Q)^{\alpha_\nu / \nu} [2 / (c_x \sigma_\nu \gamma M_\infty^2)]^{1/\nu} \varphi(p_0 / \rho_0 Q), \quad (3)$$

где  $p_0$  и  $\rho_0$  — начальные давление и плотность исследуемой смеси;  $Q$  — тепловой эффект смеси;  $E_1$  — энергия активации индукционного периода;  $\alpha_\nu$  — коэффициент, зависящий от показателя симметрии  $\nu$ ;  $\mu$  и  $\gamma$  — молекулярная масса и показатель адиабаты смеси;  $\tau$  — задержка воспламенения за БВ;  $M_\infty$  — полетное число Маха БЛТ;  $\nu = 1, 2, 3$  для плоской, цилиндрической и сферической симметрии;  $\sigma_\nu$  — коэффициент, характеризующий форму тела;  $R_*$  — критический для инициирования радиус БЛТ;  $\varphi$  — некоторая функция. Подчеркнем, что согласно (2) возбуждение ДВ во взрывчатой смеси может быть осуществлено лишь при скоростях БЛТ  $w$ , превышающих скорость детонации Чепмена — Жуге  $D_0$  для данной смеси (забегая вперед отметим, что это совершенно не обязательно). Что касается (3), то, по мнению самих авторов [5], «неизвестная величина  $\alpha_\nu$  должна определяться или экспериментально, или посредством проведения и обработки серийных численных расчетов». По сути, использование (3) невозможно без явной математической зависимости критической энергии инициирования цилиндрической детонации  $E_{2*}$  от определяющих параметров (например, как в [39]).

Вторая работа — [40]: период индукции для частицы, пересекающей БВ на оси тела должен истечь к моменту, пока она удаляется от БВ на некоторое характерное расстояние  $x$  (в [40] принято, что  $x = 0,9\Delta$ , где  $\Delta$  — стационарное удаление БВ от БЛТ на оси тела). Условие инициирования формулируется в виде следующего выражения:

$$d \simeq w\tau_w / (2,3k), \quad (4)$$

для цилиндрических БЛТ  $k$  меняется от 0,1 до 0,3 при изменении формы головной части от полусферической до плоской.

Третья работа — [41]. Полагая, что цилиндрическое инициирование смеси происходит при условии, что скорость взрывной волны опускается до величины  $0,5D_0$  не раньше, чем на удалении  $R_*^s = 3,2a$ , в [41] вначале предложено выражение для критической энергии инициирования

$$E_2 = 14,5p_0M_0^2a^2, \quad (5)$$

а затем эта энергия приравнена работе сил аэродинамического сопротивления на единице длины. В итоге в [41] предложено условие

$$M_\infty / M_0 = 5,3a/d. \quad (6)$$

Здесь  $a$  — поперечный размер ячейки многофронтной детонации,  $M_0$  — число Маха детонационной волны Чепмена — Жуге.

Согласно энергетическому подходу (см. выше) для возбуждения ДВ необходимо, чтобы взрывчатая смесь поглотила энергию, равную критической энергии инициирования детонации (в цилиндрическом случае —  $E_{2*}$ ). Следует сразу же отметить, что на величину  $E_{v*}$  существенно влияет пространственное распределение вводимой энергии: оно позволяет заметно уменьшить необходимую для возбуждения детонации энергию вплоть до некоторой величины  $(E_*)_{\min}$  при оптимальной геометрической форме инициатора (см., например, [42]), причем

$$(E_*)_{\min} = \beta E_*. \quad (7)$$

Суммируя вышеизложенное, *критерий возбуждения детонации* с помощью БЛТ можно сформулировать следующим образом: работа сил аэродинамического сопротивления на единице длины при движении быстролетящего тела по взрывчатой смеси должна превышать минимальную энергию цилиндрического инициирования многофронтной детонации, т. е.

$$c_x \pi d^2 \rho_0 w^2 / 8 \geq \beta E_{2*}, \quad (8)$$

где  $d$  — диаметр миделева сечения БЛТ;  $E_{2*}$  — критическая энергия инициирования цилиндрической детонации бесконечно тонким ( $r_0 = 0$ ) источником;  $\beta$  — коэффициент эквивалентности между точечным и неточечным инициаторами ( $\beta < 1$ ).

Согласно модели многоточечного инициирования многофронтной детонации (см., например, [39, 43, 44] или в наиболее полном виде — [21])

$$E_{2*} = A_2 \rho_0 D_0^2 b^2, \quad (9)$$

где  $D_0$  — скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге;  $b$  — продольный размер элементарной ячейки;  $A_2$  — безразмерный коэффициент, величина которого зависит от взрывчатой смеси [21, 39, 43, 44].

Уравнения (8), (9) после преобразований дают соотношение

$$d/b \geq \sqrt{8\beta A_2 / \pi c_x} D_0/w, \quad (10)$$

выражающее взаимосвязь аэродинамических характеристик БЛТ и физико-химических параметров взрывчатой газовой смеси. Согласно (10) в плоскости координат  $(\sqrt{c_x} d/b, D_0/w)$  прямая линия с наклоном  $\operatorname{tg} \varphi = \sqrt{8\beta A_2 / \pi}$  отделяет область детонационных режимов (класс 6) от области режимов обтекания БЛТ с нестационарными баллистической волной и фронтом пламени (классы 4, 5).

Для конкретной взрывчатой смеси и фиксированного начального давления величины  $D_0$ ,  $A_2$  и  $b$  постоянны, поэтому если БЛТ во время полета не меняет своей формы и ориентации, то  $c_x$  также оказывается постоянным и условие инициирования детонации можно представить как

$$dw \geq \operatorname{const}. \quad (11)$$

## § 5. ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТА ЭФФЕКТИВНОСТИ $\beta$

Для практического использования критерия инициирования требуется определить величину  $\beta$ , характеризующую степень эффективности возбуждения детонации с помощью пространственного распределения энергосвободного по сравнению с локально сосредоточенным. Теоретические исследования [5] в рамках одномерной задачи хотя и не исключают

возможности увеличения эффективности  $\beta$ , но количественно не подтверждены. Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные по пространственному инициированию многофронтной детонации показывают, что для сферического инициирования ( $\nu = 3$ ) в зависимости от пространственной схемы  $0,1 \leq \beta \leq 1,0$  [21].

Для цилиндрического инициирования малочисленность экспериментальных данных (а теоретические автору не известны) не позволяет строго определить оптимальные геометрические размеры инициирующего заряда, обеспечивающие максимальную эффективность. Применительно к БЛТ и его цилиндрическому характеру возбуждения детонации трудности усугубляются неадекватным определением характерного размера очага воспламенения для БЛТ с различными формами головной части.

Приближенную оценку величины  $\beta$  можно получить по результатам исследований условий критического инициирования цилиндрической ( $\nu = 2$ ) детонации с помощью взрывающейся проволоочки (сосредоточенный инициатор) [45] и с помощью методики дифракционного реинициирования при переходе ДВ из трубки в объем через длинную узкую щель (пространственное возбуждение) [46]. В [45] для смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$  измеренная величина  $E_{2*}$  при инициировании взрывающейся проволоочкой была пересчитана на суммарную энергию газа в области соударения поперечных волн (как локальных микровзрывов). Количество микровзрывов таково, что взрывающейся проволоочке с данной  $E_{2*}$  соответствует в методике дифракционного реинициирования цилиндрической волны ширина узкого канала  $l = 5,5a$  [45] ( $a$  — поперечный размер элементарной ячейки многофронтной ДВ). В [46] для этой же смеси было установлено, что при пространственно распределенном инициаторе, каковым в методике дифракционного реинициирования является длинная узкая щель, оптимальному режиму инициирования цилиндрической волны в объеме газовой смеси соответствует величина  $l_{**}/a \simeq 2$ . Другими словами, распределенный линейный заряд-щель по сравнению с сосредоточенным зарядом-проволочкой обладает большей эффективностью, примерно в  $5,5/2 = 2,75$  раза, что дает величину  $\beta = 1/2,75 = 0,36$ . Проводя аналогию между БЛТ, «заметающим» при своем движении некоторую прямолинейную площадку (в плоскости диаметра), и инициированием детонации в объеме с помощью линейного заряда (толщина которого  $l_{**}$  совпадает с диаметром БЛТ  $d$ ), для последующих оценок можно предположить, что  $\beta$  не будет значительно отличаться от округленного значения 0,4.

Интересно, что близкое к этой величине значение  $\beta$  было получено в [33, 34], где рассмотрен вопрос о «тротиловом эквиваленте» длинного цилиндрического заряда взрывчатого вещества (ВВ) (на примере детонирующего шнура) и идеального (на оси) цилиндрического взрыва. Для этого использовались эмпирическая зависимость давления в ударной волне от расстояния —  $p = f(Q_{ВВ}, r)$  (для длинных зарядов с различной энергией на единицу длины) и теоретическая —  $p = g(E_2, r)$  (для идеального взрыва с энергией  $E_2$  на единицу длины). Сравнение показало, что  $Q_{ВВ} = 0,78E_2$ . Аналогичное сравнение проведено для цилиндрического заряда ВВ и быстролетящей сферы (роль энергии играла работа сил аэродинамического сопротивления на единице длины):  $Q_{ВВ} = 2E_{БЛТ}$ . Это дает  $E_{БЛТ} = 0,39E_2$ , т. е.  $\beta = 0,39$ .

## § 6. ИНИЦИИРОВАНИЕ СМЕСИ $2H_2 + O_2$

В лабораторных исследованиях разумно применять наиболее активные смеси (уменьшение  $E_{2*}$ ), а работу сил аэродинамического сопротивления увеличивать за счет более

высоких значений  $c_x$  (использование плохообтекаемых тел), большей скорости  $w$  и большего поперечного размера быстролетящего тела  $d$ .

Экспериментальные результаты по возбуждению смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  с точки зрения критерия (8)–(10) представлены на рис. 4, *a*: значки  $\circ$ ,  $\square$ ,  $\ominus$ ,  $\otimes$ ,  $\emptyset$  соответствуют пульсационному горению,  $\oplus$  и  $\otimes$  — неустойчивым квазидетонационным режимам, темные — формированию самоподдерживающейся детонации. Величины  $D_0(p_0)$  для (8)–(10) взяты из расчета параметров детонации Чепмена — Жуге (с учетом химического равновесия продуктов), размер ячейки  $b$  определялся по экспериментальной зависимости  $b(p_0)$  для данной смеси,  $A_2$  — согласно [21].

В [13] в качестве БЛТ использовалась цилиндрическая пуля диаметром  $d = 15$  мм с полусферической головкой, эксперименты проведены при  $p_0 = 186$  мм рт. ст. Утверждается, что ДВ может быть возбуждена уже при скорости тела  $w = 2160$  м/с. Особо отметим, что результаты [13] получены методом однокадровой съемки, а критерием возбуждения детонации считалась ситуация, когда БЛТ и «детонационная волна» на фотоснимке были удалены друг от друга на расстояние, большее величины стационарного аэродинамического отхода БВ от передней кромки тела при его сверхзвуковом движении.

Из представленной на рис. 2, *a* фоторазвертки четко видно, что хотя в любой момент времени БВ удалена от БЛТ, в целом процесс инициирования детонации нельзя отнести к успешным, БВ с реакцией за нею является в данном случае нестационарной. Потому необходимы дополнительные аргументы в пользу того, чтобы по величине отхода на мгновенном фотоснимке однозначно судить о стационарности возбуждаемой БЛТ детонационной волны (см. изложенное относительно результатов [13]).

Сомнения в правильности трактовки автором [13] своих результатов, касающихся «детонационного режима», высказаны впоследствии в [14, 16]. В этих работах инициирование смеси осуществлялось телом такой же, как и в [13], формы с диаметром  $d = 12,7$  мм. При давлении  $p_0 = 186$  мм рт. ст. такое БЛТ не смогло возбудить детонацию не только при  $w \simeq 2160$  м/с, как в [13], но даже при  $w \simeq 3060$  м/с. Заметим, что в [12] сфера диаметром  $d = 9$  мм не смогла возбудить детонацию при таком же начальном давлении вплоть до скорости  $w \simeq 2850$  м/с.

В [14, 16] детонационный режим при  $w \simeq 3060$  м/с удалось возбудить БЛТ с  $d = 12,7$  мм лишь увеличив начальное давление до 250 мм рт. ст., однако при этом тело двигалось по смеси с заметным углом атаки. Следствием этого является увеличение коэффициента аэродинамического сопротивления и эквивалентного миделева сечения (на графике это эквивалентно сдвигу данной точки еще дальше в детонационную область). Наиболее достоверным следует считать эксперимент [14, 16], в котором зафиксирован детонационный режим при следующих параметрах: БЛТ с  $d = 12,7$  мм возбудило ДВ при скорости  $w \simeq 3300$  м/с, когда  $p_0 = 0,5$  атм.

На рис. 4, *a* квадратиками на правом краю графика обозначены результаты исследований данной работы. При  $w \simeq 950$  м/с БЛТ с плоским торцом не смогло возбудить самоподдерживающуюся ДВ при  $p_0 \leq 1,25$  атм (приведены лишь две, ближайшие к линии раздела точки). При повышении  $p_0$  до 1,5 атм детонационноподобная волна возникала на начальном этапе, но затем затухала; при этом инициирование смеси привело к разрушению оптических окон взрывной камеры (толщиной 20 мм). Дополнительный эксперимент, когда значение  $p_0$  было увеличено до 1,8 атм (с двумя мембранами на входе во взрывную камеру), продемонстрировал (верхняя правая точка) детонационный характер возбужденной БЛТ волны, но очередное разрушение окон заставило прекратить дальнейшие исследования. Конечно, малое количество промежуточных точек в интервале  $p_0 = 1,25 \div 1,8$  атм

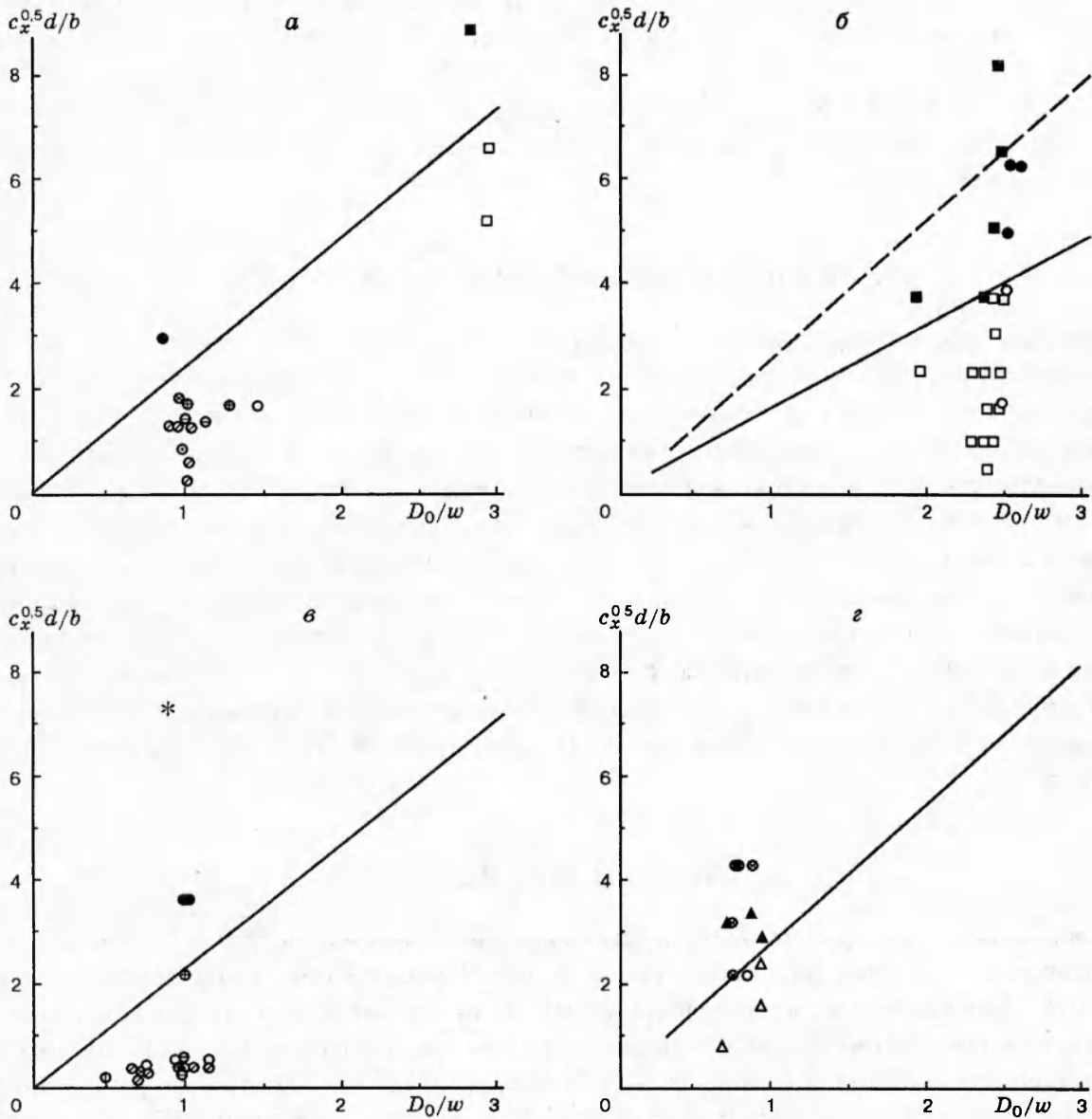


Рис. 4. Результаты исследований для смеси  $2H_2 + O_2$  (а),  $C_2H_2 + 2,5O_2$  (б), стехиометрической смеси  $H_2$  — воздух (в) и стехиометрических воздушных смесей (г):

а:  $\oplus$  и  $\circ$  — данные [13] для «квазидетонации» и режимов горения соответственно;  $\blacksquare$  и  $\square$  — аналогичные данные автора;  $\odot$  — данные [12];  $\ominus$  — данные [7];  $\otimes$ ,  $\otimes$  и  $\bullet$  — данные [14] для горения, «квазидетонации» и детонации соответственно; б (данные автора):  $\circ$  — для БЛТ с полусферической головкой,  $\square$  — с плоской;  $\bullet$ ,  $\blacksquare$  — возбуждение детонации; сплошная линия —  $\beta = 0,4$ , штриховая —  $\beta = 1,0$ ; в:  $\circ$  — данные [13], \* — расчетная величина для инициирования ДВ из [2],  $\phi$  — результат [4],  $\otimes$  — данные [18],  $\odot$  — данные [10],  $\otimes$  — данные [12],  $\ominus$ ,  $\oplus$  и  $\bullet$  — данные [15] для горения, «квазидетонации» и детонации соответственно; г:  $\triangle$  и  $\blacktriangle$  — данные [18] для топлива типа бензин,  $\circ$  и  $\otimes$  — данные [28] для МАПП

обеднило данную серию экспериментов, поскольку оставило достаточно широкий диапазон для угла наклона линии, разделяющей режимы горения и детонации. Тем не менее, в соответствии с (8)–(10) данные точки попали точно по назначению: каждая в свою область.

Из новейших экспериментальных данных, связанных с исследованиями RAM-accelerator, можно отметить результаты [19]: сфера с  $d = 25$  мм возбудила ДВ в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{N}_2$  ( $p_0 = 1,0$  атм) при  $w = 2900$  м/с ( $D_0 = 2396$  м/с), а также [20]: сфера с  $d = 12,7$  мм в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$  ( $p_0 = 1,0$  атм) возбудила ДВ при  $w > 1100$  м/с ( $D_0 = 1693$  м/с), что находится в полном соответствии с критерием (8)–(10) — попадание в детонационную область.

### § 7. ИНИЦИИРОВАНИЕ СМЕСИ $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$

Сводные экспериментальные данные по инициированию ДВ в смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  приведены на рис. 4, б: кружками отмечены данные для БЛТ с полусферической головкой, а квадратиками — с плоской; темные значки соответствуют возбуждению детонации.

Экспериментальные данные по инициированию детонации с помощью БЛТ можно использовать для решения обратной задачи — определения эффективности  $\beta$ . Сплошная линия на рис. 4, б проведена для  $\beta = 0,4$ : видно, что экспериментальные данные с таким значением  $\beta$  четко разделились на две области — детонация и горение. Использование величины  $\beta = 0,4$  при анализе экспериментальных данных для других взрывчатых смесей показывает, что это значение хорошо вписывается в формулу (10), предложенную в качестве критерия инициирования детонации с помощью БЛТ. На этом же рисунке в качестве разделительной приведена штриховая линия, соответствующая  $\beta = 1,0$ . Видно, что величина  $\beta = 1,0$  предсказывает параметры БЛТ, заведомо достаточные для возбуждения детонации.

### § 8. ИНИЦИИРОВАНИЕ ТВС

Совокупность экспериментальных данных по инициированию ДВ в стехиометрической водородовоздушной смеси представлена на рис. 4, в совместно с разделительной линией  $\beta = 0,4$ . Практически во всех экспериментах зафиксированы лишь режимы высокоскоростного горения. Детонационный режим обнаружен лишь в работе [15]: БЛТ диаметром 34 мм с полусферической головкой,  $w \simeq 2000$  м/с,  $p_0 > 1,3$  атм. В этой же работе по результатам исследований для диапазона околдетонационных скоростей БЛТ установлено экспериментальное условие инициирования детонации:

$$p_0 d = 0,44 \cdot 10^4 \text{ Па} \cdot \text{м}.$$

Пересчет на  $p_0 = 10^5$  Па дает величину  $d = 44$  мм.

Результаты исследований по возбуждению детонации в топливновоздушной смеси (топливо типа бензин, с высоким давлением насыщенного пара) с использованием методики взрывного метания пластин представлены на рис. 4, г. Здесь же представлены данные по инициированию смеси МАРР — воздух из [29], обработанные в соответствии с предложенным критерием. Линия  $\beta = 0,4$  точно разделила режимы детонации и горения для обеих смесей.

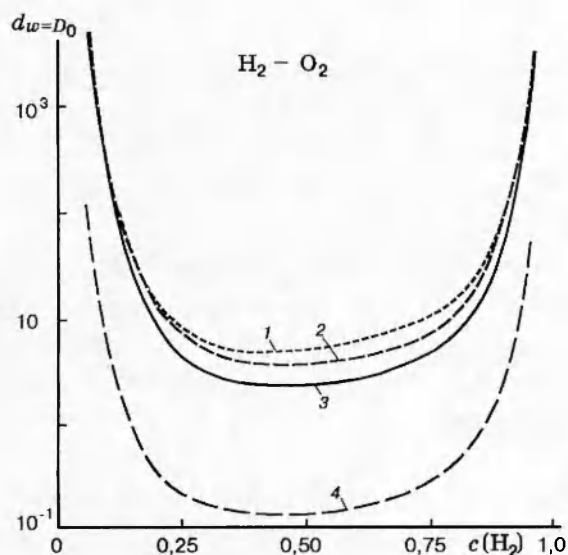


Рис. 5

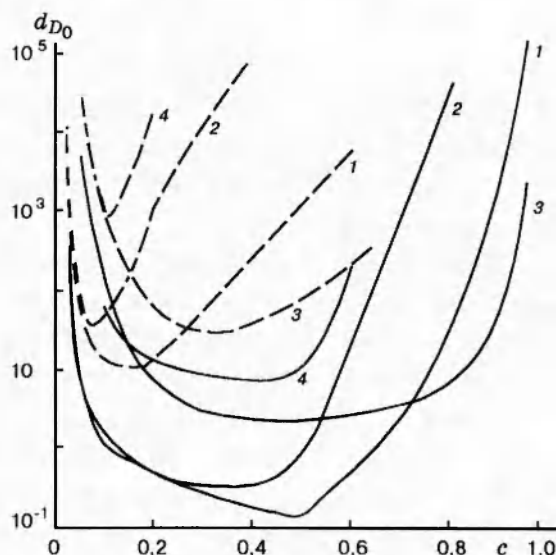


Рис. 6

Рис. 5. Расчетный диаметр БЛТ (мм) для смесей  $H_2 - O_2$ :

1 — согласно [41], 2 и 3 — критерий (8)–(10) с величинами  $\beta$ , равным 1,0 и 0,4 соответственно, 4 — согласно [40],  $c(H_2)$  — мольная концентрация водорода в смеси

Рис. 6. Сравнительные данные инициирования детонации в различных топливно-кислородных и топливно-воздушных смесях:

БЛТ с полусферической головкой с полетной скоростью, совпадающей со скоростью детонации Чепмена — Жуге; сплошные линии — расчет для топливно-кислородных, штриховые — для топливно-воздушных смесей; линии 1–4 соответствуют ацетилену, этилену, водороду и метану;  $c$  — мольная концентрация топлива в смеси

### § 9. ПРОГНОЗНЫЕ ОЦЕНКИ

На рис. 5 в качестве примера представлено соотношение расчетных по различным моделям величин диаметра БЛТ, обеспечивающего инициирование детонации в смесях водорода с кислородом (тело с полусферической головкой при  $w = D_0$ ,  $p_0 = 1,0$  атм,  $d$  — мм, кинетические данные для расчета размера ячейки  $b$  — в соответствии с [21]). Видно, что критерий [40] предсказывает заметно меньшие размеры БЛТ по сравнению с [41] и данной работой.

На рис. 6 представлена совокупность расчетных по (7)–(10) линий ( $\beta = 0,4$ ) для различных топлив (ацетилен, этилен, водород, метан) в смеси с кислородом и воздухом. Данные для других топлив частично представлены в [18].

Следует сделать одно замечание относительно практического использования полученных выше результатов, например, при создании двигателя с детонационным режимом сжигания. Как отмечалось выше, при  $w < D_0$  детонационная волна оказывается нестабилизированной на БЛТ, чему соответствует пульсирующий режим работы двигателя: движение волны вперед-назад вдоль камеры сгорания. Для подобных условий более перспективным является режим детонационного сжигания смеси в ДВ, вращающейся перпендикулярно набегающему потоку. Подобный способ сжигания впервые предложен Б. В. Войцеховским (см., например, [47]) и впоследствии модернизирован в исследованиях [48, 24].

## ВЫВОДЫ

1. Предложен критерий инициирования детонации с помощью быстролетящего тела в виде соотношения работы сил аэродинамического сопротивления на единице длины и критической энергии инициирования цилиндрической многофронтной детонации. Критерий объединяет аэродинамические характеристики БЛТ с физико-кинетическими параметрами взрывчатой смеси.

2. Выполнен и обобщен большой объем экспериментальных исследований, результаты которых подтвердили основные выводы критерия: во всем использованном диапазоне диаметров ( $5 \div 250$  мм) и скоростей БЛТ ( $800 \div 3500$  м/с), а также составов взрывчатых смесей (от активных топливно-кислородных до труднодетонируемых топливно-воздушных), энергетический критерий (8)–(10) надежно предсказывает параметры БЛТ, способного возбудить детонацию в химически активной смеси.

3. Классифицированы режимы взаимодействия БЛТ и взрывчатой газовой смеси.

4. Для БЛТ с плоским носиком обнаружен неизвестный ранее эффект струйного формирования детонационной волны (при скоростях движения, меньших детонационных).

Автор выражает признательность академику В. М. Титову за интерес и поддержку данной тематики.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Шляпинтох И. Я. Воспламенение взрывчатых газовых смесей в ударных волнах // Докл. АН СССР. 1949. Т. 115, № 6. С. 871–874.
2. Самозванцев М. П. О стабилизации детонационных волн при помощи плохобтекаемых тел // ПМТФ. 1964. № 4. С. 126–129.
3. Гишинский С. Н., Запрянов З. Д., Черный Г. Г. Сверхзвуковое обтекание сферы горючей смесью газов // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 5. С. 8–13.
4. Черный Г. Г., Гишинский С. М., Новикова Т. С., Шкадова В. П. Сверхзвуковое обтекание сферы водородо-воздушной и водородо-кислородной смесями // Отчет Ин-та механики МГУ № 987. 1969.
5. Левин В. А., Марков В. В. Возникновение детонации при концентрированном подводе энергии // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 4. С. 623–633.
6. McVey I. B., Toong T. Mechanism of instabilities of exothermic hypersonic blunt-body flows // Combust. Sci. Technol. 1971. V. 3. P. 63–76.
7. Alpert R. L., Toong T. Periodicity in exothermic hypersonic flows about projectiles // Astr. Acta. 1972. V. 17, N 4–5. P. 539–560.
8. Matsuo A., Fujiwara T. Numerical investigation of oscillatory instability in shock-induced combustion around a blunt body // AIAA J. 1993. V. 31, N 10. P. 1835–1841.
9. Ahuja J. K., Tiwari S. N., Singh D. J. Hypersonic shock-induced combustion in hydrogen-air system // AIAA J. 1995. V. 33, N 1. P. 173–176.
10. Ruegg F. W., Dorsey W. W. in «General Discussion» // 9th Symp. (Intern.) on Combust. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1962. P. 476–477.
11. Freiwald H., Koch H. W. Spherical detonation on acetylene-oxygen-nitrogen mixtures as a function of nature and strength of initiation // 9th Symp. (Intern.) on Combust. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1963. P. 275–281.



12. Behrens H., Struth W., Wecken W. Studies of hypervelocity firings into mixtures of hydrogen with air or with oxygen // 10th Symp. (Intern.) on Combust. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1964. P. 245–252.
13. Lehr H. F. Experiments on shock-induced combustion // Astr. Acta. 1972. V. 17, N 4–5. P. 589–597.
14. Чернявский С. Ю., Баулин Н. Н., Мкртумов А. С. Обтекание движущихся с большой скоростью затупленных тел смесью водорода с кислородом // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 6. С. 786–791.
15. Черный Г. Г., Чернявский С. Ю., Баулин Н. Н. Движение с большой скоростью тел в смеси водорода с воздухом // Докл. АН СССР. 1986. Т. 290, № 1. С. 44–47.
16. Черный Г. Г., Чернявский С. Ю. Движение затупленных тел с большой скоростью в смеси водорода с кислородом // Докл. АН СССР. 1973. Т. 212, № 2. С. 316–319.
17. Vasiljev A. A. Initiation of gaseous detonation by a high speed body // Shock Waves. 1994. V. 3, N 4. P. 321–326.
18. Васильев А. А., Кулаков Б. И., Митрофанов В. В. и др. Инициирование взрывчатых газовых смесей быстролетящим телом // Докл. РАН. 1994. Т. 338, № 2. С. 188–190.
19. Belanger J., Kaneshige M., Shepherd J. E. Detonation initiation by hypervelocity projectiles // Abstracts of 20th Intern. Symp. Shock Waves. Pasadena, USA: California Inst. of Technology, 1995. P. 411–412.
20. Higgins A. J., Bruckner A. P. Detonation initiation by supersonic blunt bodies // Proc. 15th Intern. Colloq. Dynamics of Explosion and Reactive Systems. Univ. of Colorado at Bolder, USA, 1995. P. 385–387.
21. Васильев А. А. Окологкритические режимы газовой детонации: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1995.
22. Hertzberg A., Bruckner A. P., Bogdanoff D. W. Ram accelerator: a new chemical method for accelerating projectiles to ultrahigh velocities // AIAA J. 1988. V. 26, N 2. P. 195–203.
23. Kull A. E., Burnham E. A., Knowlen C., et al. Experimental studies of superdetonative RAM accelerator modes // AIAA Paper-89-2632. 1989. P. 1–6.
24. Быковский Ф. А., Васильев А. А., Ведерников Е. Ф., Митрофанов В. В. Детонационное горение газовой смеси в радиальных кольцевых камерах // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 4. С. 111–119.
25. Златин Н. А., Красильщиков А. П., Мишин Г. И., Попов Н. Н. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974. С. 294–326.
26. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
27. Титов В. М. Возможные режимы гидродинамической кумуляции при схлопывании облицовки // Докл. АН СССР. 1979. Т. 247, № 5. С. 1082–1084.
28. Benedick W. B. Review of large scale fuel-air explosion tests and techniques // Fuel-Air Explosions / J. H. Lee, C. M. Guirao (Eds). Univ. of Waterloo Press, 1982. P. 507–552.
29. Пожаро-взрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения: Справочник. В 2 т. / Под ред. А. Н. Баратова, А. Я. Корольченко. М.: Химия, 1990.
30. Илюшин А. А. Закон плоских сечений в аэродинамике больших сверхзвуковых скоростей // Прикл. математика и механика. 1956. Т. 20. С. 6–12.
31. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Гостехиздат, 1959.

32. **Коробейников В. П.** Задачи теории точечного взрыва в газах. М.: Наука, 1973.
33. **Цикулин М. А.** Ударные волны при движении в атмосфере крупных метеоритных тел. М.: Наука, 1969.
34. **Цикулин М. А.** Воздушная ударная волна при взрыве цилиндрического заряда большой длины // ПМТФ. 1960. № 3. С. 188–193.
35. **Андреев К. К., Беляев А. Ф.** Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1960.
36. **Васильев А. А.** Параметры ударных волн в газах. Новосибирск: Изд-во НГУ, 1990.
37. **Strehlow R. A.** Gas phase detonations: recent developments // Combust. Flame. 1968. V. 12, № 2. P. 81–101.
38. **Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Заманский В. М. и др.** Воспламенение горючих газовых смесей в условиях фокусировки отраженных ударных волн // Хим. физика. 1988. Т. 7, № 10. С. 1387–1391.
39. **Васильев А. А.** Оценка энергии инициирования цилиндрической детонации // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 3. С. 154–155.
40. **Ульяницкий В. Ю.** Замкнутая модель прямого инициирования газовой детонации с учетом неустойчивости. II. Неточечное инициирование // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 4. С. 79–89.
41. **Lee J. H.** On the initiation of detonation by a hypervelocity projectile // Proc. «Zeldovich-80 Memorial» / A. G. Merzhanov, S. M. Frolov (Eds). Russian Section of the Combustion Institute, ЭНАС Publisher. Moscow, 1994. V. 1. P. 316–327.
42. **Васильев А. А.** Пространственное возбуждение многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 1. С. 113–119.
43. **Васильев А. А., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю.** Критическая энергия инициирования многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 6. С. 94–104.
44. **Васильев А. А., Григорьев В. В.** Критические условия распространения газовой детонации в резкорасширяющихся каналах // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 117–125.
45. **Васильев А. А.** Исследование критического инициирования газовой детонации // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 1. С. 121–131.
46. **Васильев А. А.** Влияние формы инициатора на возбуждение детонации // Динамика сплошной среды. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1987. Вып. 80. С. 41–51.
47. **Войцеховский Б. В.** Стационарная детонация // Докл. АН СССР. 1959. Т. 129, № 6. С. 1254–1256.
48. **Быковский Ф. А., Митрофанов В. В.** Детонационное сжигание газовой смеси в цилиндрической камере // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 107–117.

*Поступила в редакцию 5/XII 1995 г.,  
в окончательном варианте — 20/V 1997 г.*