

ГАЗОВАЯ ДЕТОНАЦИЯ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ В ТЕХНИКЕ И ТЕХНОЛОГИЯХ (ОБЗОР)

Ю. А. Николаев, А. А. Васильев, В. Ю. Ульяницкий

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, gasdet@hydro.nsc.ru

Представлены наиболее важные аспекты современных экспериментальных исследований газовой детонации и ее математического моделирования. Приведены примеры технологического использования газовой детонации.

Ключевые слова: инициирование, переход горения в детонацию, детонационное напыление, утилизация шин, детонатор, детонационный двигатель, импульсная очистка, удаление заусенцев.

Памяти В. В. Митрофанова посвящается

Быстрота сжигания топлива, сверхзвуковая скорость процесса, высокая температура и повышенное давление продуктов определяют области технического использования газовой детонации. Основные требования к детонационным установкам — это взрывобезопасность и экологичность, стабильность работы и высокая производительность. При технологическом применении газовой детонации приходится решать проблемы быстрого и качественного смешения компонентов смеси, надежного инициирования детонации, охлаждения установок, учитывать пределы детонации, прочность и вес аппаратов и т. д.

Газодетонационные аппараты могут быть импульсными или непрерывного действия. К ним тесно примыкают аппараты, использующие гетерогенные системы (например, газокпельные или газозвеси порошковых материалов). Газовую детонацию можно использовать для создания тяги в двигателях, силового или разрушающего воздействия на объекты, находящиеся как внутри, так и снаружи аппарата, для нагрева и метания конденсированных частиц, быстрого сжигания топлива и т. п.

В настоящем обзоре представлено современное состояние газовой детонации и анализируются эффективность и потенциальные возможности использования этого процесса в технике и технологиях. Чтобы не перегружать обзор обилием ссылок, будем обращаться к статьям и специализированным обзорам, в которых подробно изложена хронология исследований.

СОВРЕМЕННОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ О ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

В этом разделе кратко изложены идеи, лежащие в основе современной теории детонации, и описаны математические модели, которые можно использовать при решении прикладных задач. Ранний период развития теории детонации исчерпывающе изложен в [1, 2]. После открытия неустойчивости фронта детонации подходы к описанию детонационных явлений разделились на квазиклассические одномерные и на учитывающие существенно неодномерную структуру фронта детонации (см., например, обзоры [3, 4]). Здесь изложены положительные стороны обоих подходов. Особое внимание уделено способам моделирования кинетики химических реакций, в частности, пригодности моделей для количественного или качественного анализа.

Многофронтная детонационная волна

Детонационная волна (ДВ) в газовой смеси представляет собой многофронтный газодинамический комплекс. Сложная неодномерная и нестационарная структура фронта ДВ наблюдается не только в газовых системах, но и в ряде жидких, твердых и гетерогенных взрывчатых веществ и смесей [5–7]. Движение поперечных волн в стационарно распространяющейся ДВ носит квазипериодический характер, а их траектории образуют упорядоченную структуру с характерным поперечным масштабом, называемым размером ячейки a . Этот размер

отображает протяженность зоны реакции и во многих приложениях может быть использован вместо кинетических данных. С использованием размера ячейки определяются минимальные размеры канала, в котором может распространяться детонация, критическая энергия инициирования детонации, скорость и размеры быстролетящего тела, необходимые для возбуждения детонационного режима сгорания смеси и т. д.

Несмотря на многофронтный характер реальной ДВ, при теоретическом рассмотрении осредненных характеристик процесса широко используются идеализированные классические представления о ДВ.

Идеальная детонационная волна

Детонационная волна в химически реагирующих газовых смесях представляет собой комплекс из ударной волны (УВ) и примыкающей к ней волны горения. Воспламенение смеси и основное тепловыделение происходят, как правило, в адиабатических условиях, хотя формирование волны в целом идет за счет процессов переноса. Согласно модели Зельдовича — Неймана — Дёринга [2, 8] непосредственно к УВ примыкает зона индукции — область изотермической цепной реакции с приблизительно постоянными температурой T и давлением p (пик Неймана). В пике Неймана температура и плотность ρ в несколько раз, а давление — в десятки раз превышают значения перед УВ [9]. За зоной индукции следует зона основного тепловыделения, в которой температура повышается с $1500 \div 2000$ до $3000 \div 4500$ К, давление уменьшается вдвое, а плотность снижается до величины $(1,7 \div 1,9)\rho_0$. Разделение области реакции на зоны достаточно условно, но полезно при анализе процесса или при расчете с использованием приближенных модельных кинетических уравнений. При использовании детальных кинетических схем, учитывающих десятки химических реакций, такого разделения не требуется.

Зона индукции

В зоне индукции многоатомные молекулы топлива, если таковые имеются, разлагаются с выделением или поглощением тепла, затем в быстрых реакциях обмена (в основном, между одно- и двухатомными молекулами) экспоненциально накапливаются активные центры.

Качественно в конце зоны индукции реакции обмена становятся квазиравновесными, а концентрация активных центров — максимальной по порядку величины, сравнимой с концентрацией исходных реагентов. Количественное определение конца зоны индукции связано с некоторой неопределенностью, которая практически не влияет на точность расчетов или оценок. Это связано с тем, что в зоне индукции показатель экспоненты, описывающей зависимость концентрации активных центров от времени t , возрастает в десятки раз и вариация конечной концентрации активных центров на порядок приводит к изменению периода индукции (расчетной длительности процессов в зоне индукции) на единицы процентов. Визуально период индукции ассоциируется с задержкой воспламенения — достаточно однозначно измеряемой величиной. При расчетах с переменными температурой и плотностью момент окончания периода индукции t_* связывают с достижением некоторой формальной величиной c_a (обобщенной концентрацией активных центров) критического значения c_a^* . При этом предполагается, что c_a удовлетворяет уравнению

$$\frac{dc_a}{dt} = \frac{c_a}{\tau}, \quad c_a(0) = c_a^0,$$

где τ — характерное время цепной реакции. Обозначив $\chi = \ln \frac{c_a}{c_a^0} / \ln \frac{c_a^*}{c_a^0}$, получим стандартную запись для вычисления t_* [10]:

$$\frac{d\chi}{dt} = \frac{1}{\tau_i}, \quad \chi(0) = 0, \quad \chi(t_*) = 1,$$

или в интегральном виде [11] —

$$\int_0^{t_*} \frac{dt}{\tau_i} = 1,$$

где $\tau_i = \tau \ln(c_a^*/c_a^0)$ — период индукции или время задержки воспламенения при постоянной температуре и плотности. Учитывая реакцию зарождения цепей со скоростью W_a

$$\frac{dc_a}{dt} = \frac{c_a}{\tau} + W_a,$$

имеем $\tau_i = \tau \ln[1 + (c_a^* - c_a^0)/(c_a^0 + W_a\tau)]$. Так как обычно $c_a^0 \ll W_a\tau$, то формально нельзя полагать простого описания периода индукции

при переменной температуре. Но через некоторое время t ($\tau \ll t \ll t_*$) значение c_a превысит $W_a\tau$. Приняв этот момент времени за начальный, можно полагать стандартное описание периода индукции достаточно точным. Отметим, что величина $c_a^0 + W_a\tau$ зависит от процессов, предшествующих приходу УВ, скоростей малоизученных реакций зарождения активных центров и т. п. Так как величина τ обратно пропорциональна скорости лимитирующей цепной процесс бимолекулярной реакции, период индукции обычно записывают в аррениусовском виде: $\tau_i = A(c_{O_2})^{-1} \exp(E_a/RT)$, где E_a — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная, или в подобном виде с более сложным предэкспоненциальным множителем A . Для водородно-кислородных смесей такое модельное описание периода индукции обосновано математически [12], для углеводородных топлив с небольшим числом атомов С и Н в молекуле применимость подобного подхода оправдывается удовлетворительным описанием экспериментальных данных по задержке воспламенения. Иногда в период индукции вводят дополнительный этап — разложение углеводородов. Сенсбилизация смеси путем введения в нее небольших добавок активных центров может существенно сократить время задержки воспламенения и облегчить инициирование детонации. Эффективность применения ингибиторов горения для увеличения задержек воспламенения за ДВ подтверждена только для околопредельных режимов [13]. Отметим также, что термодинамическая неравновесность газа и нарушение стехиометрического соотношения смеси непосредственно за УВ мало влияют на период индукции.

Зона тепловыделения

В зоне основного тепловыделения реакции обмена квазиравновесны. Тепло выделяется в тримолекулярных реакциях рекомбинации, скорости которых пропорциональны кубу плотности и слабо зависят от температуры. Для углеводородных горючих при отсутствии свободного углерода в продуктах детонации (ПД) тепловые эффекты всех основных реакций рекомбинации близки друг к другу ((110 ± 10) ккал/моль), все реакции рекомбинации приводят к одинаковому уменьшению числа частиц. Поэтому суммарный тепловой эффект приблизительно пропорционален изменению суммарной массовой концентрации молекул

— величине, обратной средней молекулярной массе смеси μ . Нормированное изменение суммарной массовой концентрации молекул называется степенью превращения вещества: $\beta = (1/\mu_{\min} - 1/\mu)/(1/\mu_{\min} - 1/\mu_{\max})$. В начале зоны основного тепловыделения $\beta = \beta_*$, для предельно рекомбинированных продуктов реакции $\beta = 1$. В водородно-кислородных смесях $\beta_* = 0$, а молекулярная масса может меняться в несколько раз. Для углеводородных топлив значение β_* подбирается из энергетических соображений. Суммарная скорость реакций рекомбинации приблизительно пропорциональна величине $(1 - \beta)^2(\rho/\mu)^3$. В конце зоны основного тепловыделения подключаются обратные реакциям рекомбинации реакции диссоциации, скорость которых экспоненциально зависит от температуры. Значимыми они становятся при температурах выше 3000 К. Эти реакции эндотермичны, в основном близки друг другу по константам скоростей и тепловым эффектам и идентичны по изменению числа частиц: любой акт диссоциации прибавляет одну молекулу. Их суммарная скорость приблизительно пропорциональна $\beta(\rho/\mu)^2$. Калорическое уравнение состояния $U = U(T, \beta)$, где U — внутренняя энергия, и уравнение кинетики $\frac{d \ln \mu}{dt} = W(T, \rho, \beta) = W_+ - W_-$, где W — скорость обобщенной реакции, а W_+ и W_- — скорости рекомбинации и диссоциации соответственно, взаимосвязаны: они должны удовлетворять второму началу термодинамики [14].

Квазиравновесное течение ПД

За зоной основного тепловыделения следует квазиравновесное течение ПД. Оно описывается алгебраическим уравнением $W_+ = W_-$ ($\beta \neq \text{const}$). Условия применимости такого описания к быстропротекающим процессам приведены в [15]. Теплоемкость квазиравновесных ПД может изменяться в десятки раз, но в определенных условиях для описания их движения применима модель политропного газа [16]. Во многих случаях весьма наглядные, качественно верные результаты дает применение модели «псевдоизотермического» газа ($p/\rho = \text{const}$) [17].

Точность современных модельных описаний осредненной постиндукционной кинетики не уступает точности моделей с детальной кинетикой (рис. 1) [14]. Отметим, что скорости многих элементарных реакций при высоких

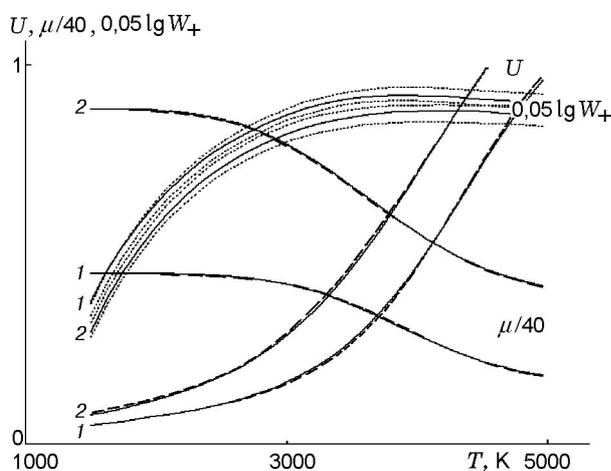


Рис. 1. Изобары U (отнесенной к разности потенциальных химических энергий в диссоциированном и рекомбинированном состояниях), μ (отнесенной к 40 г/моль) и $0,05 \lg W_+$ (в с^{-1}):

1 — смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, 2 — $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, сплошные линии — по модели кинетики [14], штриховые — точные значения, пунктирные — расчет по детальной кинетике с использованием рекомендуемых Ю. Варнагом [18] максимальных и минимальных значений кинетических констант, при равновесном состоянии ПД

температурах известны с точностью до порядка величины, а кинетические уравнения и описания температурной зависимости внутренней энергии реагентов зачастую не согласованы со вторым началом термодинамики. Вид температурных зависимостей констант скоростей реакций выбирается в значительной степени произвольно на основе интерполяции, а для высоких температур — экстраполяции экспериментальных данных [18].

Скорость звука в реагирующей среде

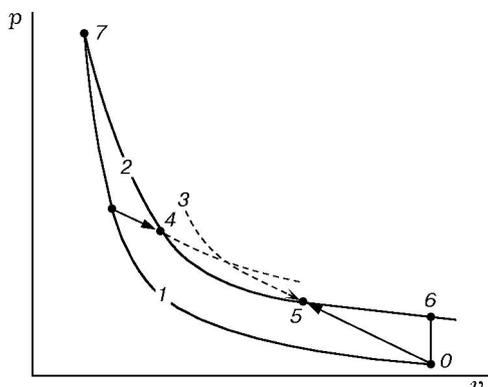
Большое значение при описании движения химически реагирующих газов имеет скорость звука. Она зависит от частоты возмущений и отличается от скорости распространения слабого разрыва s . Последняя зависит от способа математического описания химических процессов и движения в целом. При использовании кинетических уравнений скорость слабого разрыва не зависит от скорости химических реакций и всегда равна замороженной скорости звука a_f , а для квазиравновесного описания (мгновенная реакция) — равновесной скорости звука a_e . Замороженная скорость звука всегда больше равновесной, и различие между ними

может достигать 10 % [9]. В турбулентном потоке скорость s увеличивается и зависит как от интенсивности турбулентности, так и от вида ее зависимости от плотности [19, 20].

Правило отбора скорости идеальной ДВ

Поверхность слабого разрыва отделяет область стационарного относительно фронта УВ течения газа от нестационарной волны разрежения, процессы в которой не влияют на движение фронта УВ. По традиции ее называют звуковой поверхностью или поверхностью Чепмена — Жуге. На ней число Маха равно $M = u/c = 1$, где u — скорость газа, и, как на звуковой характеристике, должны выполняться условия совместности параметров потока. Именно эти условия на звуковой поверхности и составляют так называемое правило отбора скорости детонации D [21]. Математическое представление этого правила зависит от способа описания процесса. Отметим трудности определения скорости слабого разрыва и скорости детонации в углеводородно-кислородных смесях при большом дефиците кислорода, когда в ПД содержится большое количество твердого углерода. Кинетика конденсации углерода и влияние кластеров на скорость звука изучены недостаточно.

Идеальной детонацией Чепмена — Жуге (СЖ) называется детонация с мгновенными реакциями и условиями на звуковой поверхности: химическая равновесность ПД и $u = a_e$. Равновесный состав продуктов, а следовательно, и параметры ДВ могут отличаться в различных вариантах расчета в зависимости от количества учитываемых компонентов. При фиксированном количестве и фазовом состоянии компонентов задача определения скорости и других параметров детонации сводится к системе алгебраических уравнений. Пространственное положение звуковой поверхности постулируется, и обычно она совмещается либо непосредственно с фронтом УВ, либо (в двухфронтной модели) с границей зоны индукции. Эта модель очень удобна в приложениях, а расчетные значения скорости ДВ практически совпадают с экспериментально измеренными (для непределенных детонационных режимов). Для этой модели существует автомодельное решение, описывающее движение ПД и характеризующее линейным спадом скорости на участке между звуковой поверхностью и зоной покоя,

Рис. 2. $p-v$ -Диаграмма (схема):

0 — точка исходного состояния, 1–3 — адиабаты: ударная, равновесная и максимального тепловыделения соответственно, 4–6 — точки, соответствующие конечным состояниям при пересжатой и недосжатой детонации и взрыве в «бомбе» соответственно, 7 — точка, соответствующая границе устойчивости фронта ДВ

расширяющейся со скоростью звука и занимающей приблизительно половину трубы [22, 23]. В модели с мгновенными реакциями $u = a_f$, а звуковая поверхность при отсутствии теплопотерь и турбулентности бесконечно удалена от фронта УВ.

Скорость детонации, температура и отнесенные к начальным значениям давление и плотность ПД слабо зависят от начальной температуры смеси и изменения начальной плотности на два-три порядка, а размер ячейки приблизительно обратно пропорционален начальному давлению и чувствителен к неидеальности газа [9, 24]. В сильно разбавленных смесях степень диссоциации ПД невелика и для оценки параметров детонации применимы простые формулы (см., например, [5]).

Пересжатые ДВ

Детонационные волны при $D > D_{CJ}$ и $p > p_{CJ}$ называются пересжатыми. Они возбуждаются под воздействием волн сжатия, догоняющих фронт, и без их «поддержки» быстро замедляются. Даже небольшое пересжатие волны (по скорости детонации) приводит к резкому увеличению давления, плотности и массовой скорости газа [9], а в реальной многофронтной ДВ — к резкому уменьшению размера ячейки. При значительном пересжатии из-за процессов диссоциации реакция становится эндотермической, вследствие чего фронт УВ ста-

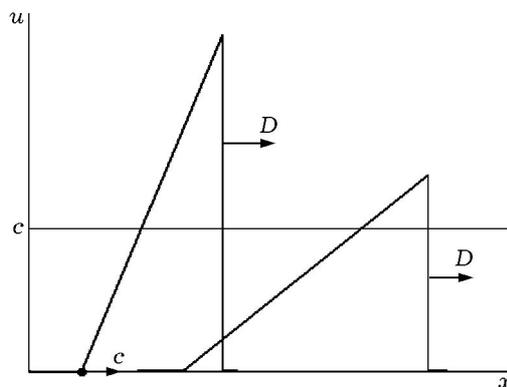


Рис. 3. Профили скорости ПД в простой волне

новится устойчивым, а ячеистая структура исчезает. На $p-v$ -диаграмме (рис. 2) критическому пересжатию соответствует точка пересечения равновесной детонационной адиабаты с ударной адиабатой замороженного исходного состава [25]. Здесь химические реакции не приводят к увеличению объема и давления смеси и, следовательно, не влияют на движение газа. Если же непосредственно за фронтом УВ имеют место неизотермические процессы диссоциации топлива, то вместо ударной адиабаты следует рассматривать адиабату, соответствующую частично диссоциированному составу исходной смеси (устанавливаемому неоднозначно).

Для определения параметров псевдоизотермических продуктов пересжатой детонации в одномерном случае существует решение типа «простой» волны, характеризуемое линейным профилем массовой скорости (рис. 3) [17]. Получены точные аналитические формулы, описывающие распространение замедляющейся пересжатой ДВ. При $D \rightarrow D_{CJ}$ решение стремится к автомодельному. Замедление многих реальных пересжатых ДВ в каналах постоянного сечения, возникающих, например, при инициировании детонации с применением секции повышенного давления или при галолирующем режиме детонации, может быть с хорошей и, что важно, известной точностью аппроксимировано решением типа «простой» волны.

Недосжатые ДВ

При $D > D_{CJ}$ могут существовать и так называемые недосжатые ДВ, «ведомые», на-

пример, движущимся искусственным источником зажигания [8]. Конечные продукты такой детонации являются равновесными. При $D \rightarrow \infty$ процесс эквивалентен мгновенному сгоранию смеси при постоянном объеме (в «бомбе»). Давление при недосжатой детонации меньше давления в детонационной волне Чепмена — Жуге и больше давления в «бомбе». На p - v -диаграмме стационарные режимы отображаются на прямой Рэля — Михельсона, проходящей через точки начального и конечного состояний (см. рис. 2). Если для пересжатых и самоподдерживающихся ДВ точка, отображающая состояние газа, скачком перемещается из исходного состояния на ударную адиабату, а затем опускается до детонационной адиабаты, то при недосжатой детонации отображающая точка плавно поднимается из начального положения до нижней ветви детонационной адиабаты [26]. Из-за отсутствия ведущей УВ назвать этот процесс детонацией можно лишь с некоторой степенью условности. Движение газа относительно источника воспламенения при недосжатой детонации всюду сверхзвуковое.

Можно представить себе возбуждение недосжатой детонации без искусственного источника зажигания. При околокритическом «точечном» иницировании цилиндрической детонации в смеси, сжатой затухающей цилиндрической ударной волной из-за неполной симметрии процесса задержка воспламенения различна для разных участков фронта. Если фронт самовоспламенения «обегает» слой сжатого несгоревшего газа со скоростью, превышающей скорость детонации Чепмена — Жуге, то повышение давления за ним происходит по механизму недосжатой детонации. В противном случае по несгоревшему слою будет распространяться детонация Чепмена — Жуге или турбулентное горение. Скорость фронта самовоспламенения (недосжатой детонации) тем выше, чем меньше асимметрия процесса, и при описании процесса с использованием двухэтапной кинетики равна $\nabla t_* / |\nabla t_*|^2$ [26]. Повышение давления в поперечной недосжатой или самоподдерживающейся ДВ порождает почти радиально распространяющуюся по свежей смеси пересжатую ДВ. Механизм возникновения взрывных режимов реакции на неоднородностях распределения периода задержки самовоспламенения назван «спонтанным» или «градиентным». По мнению авторов [27, 28], «градиентный» эффект в той или иной мере при-

сутствует при всех околокритических режимах распространения детонации. Численные исследования [28, 29] показали, что именно неравномерность пространственного распределения параметров газа является основой заключительного этапа перехода горения в детонацию.

Равновесного состояния на нижней ветви детонационной адиабаты можно достичь в химическом процессе за ведущей УВ за счет особенностей кинетики, обеспечивающей максимум тепловыделения в неравновесной зоне (см. рис. 2) [8]. Для традиционных однопаливных смесей примеров такой кинетики пока не найдено. При гетерогенной детонации такой переход возможен благодаря переменному атомарному составу газовой фазы и межфазному взаимодействию. Такая детонация названа «псевдонедосжатой» [30]. Вообще, классификация детонационных волн с ориентацией на классическую равновесную детонационную адиабату не вполне корректна, так как даже обычная самоподдерживающаяся детонация с конечной скоростью реакций в присутствии теплопотерь в стенки трубы согласно этой концепции тоже должна считаться недосжатой.

Влияние потерь в идеальной ДВ

Учет трения и теплоотвода в стенки трубы, достаточно широкой по сравнению с протяженностью зоны индукции, в рамках одномерной модели с конечной скоростью реакций позволяет путем интегрирования дифференциальных уравнений однозначно определить положение звуковой поверхности в области течения химически неравновесного газа. Она удалена от УВ на расстояние порядка диаметра детонационной трубы [21]. Причем уровень теплопотерь не стремится к нулю при увеличении диаметра трубы, а поправки к параметрам идеальной детонации пренебрежимо малы. Это объясняется демпфирующим эффектом сдвига химического равновесия [9]. Для слабо разбавленных стехиометрических смесей из-за диссоциации ПД в районе звуковой поверхности выделяется всего около половины полного запаса химической энергии. Даже небольшое понижение температуры приводит к дополнительному тепловыделению за счет процессов рекомбинации. Степень демпфирования определяется абсолютной величиной показателя экспоненты $E/RT \approx 15$, где $E \approx 110$ ккал/моль — средняя энергия диссоциации ПД. Недостатком

этой модели является принципиальное несоответствие вычисляемого расстояния от УВ до звуковой поверхности экспериментальным данным (звуковая поверхность должна находиться в непосредственной близости от УВ) [31–33].

Моделирование структуры многофронтной детонации

Фронт реальной детонации почти всегда неустойчив. Возникает довольно регулярная структура из искривленных участков переднего ударного или детонационного фронта и образующихся на изломах переднего фронта поперечных ударных или детонационных волн. Столкновение поперечных волн приводит к микровзрывам, порождающим новые пульсации переднего фронта. Скорость переднего фронта меняется в пределах пульсации более чем в два раза. ДВ в этой структуре при достаточно больших значениях E_a/RT_s , где T_s — температура за УВ, сами могут быть неустойчивы [34]. Они образуют аналогичную структуру более мелкого масштаба — «тонкую» структуру. Обе структуры проявляются на следовых или фотографических отпечатках в виде ромбических ячеек [5].

Существуют аналитические и численные модели многофронтной детонации, довольно точно отображающие основные элементы структуры волны. Приближенная замкнутая двумерная модель регулярной ячейки [35, 36] основана на концепции ведущей роли микровзрывов, возникающих при столкновении поперечных волн. Задача сведена к системе алгебраических уравнений, приближенное решение которой может быть записано в виде

$$b = 4 \frac{E_a}{RT_{s,CJ}} D_{CJ} \tau_{i,CJ}, \quad \frac{a}{b} = 0,6 \div 0,9,$$

где b — продольный размер ячейки, $T_{s,CJ}$ — температура за УВ, движущейся со скоростью D_{CJ} . Из формулы видна определяющая роль индукционной кинетики. Точность модели сравнима с точностью используемых кинетических данных. Имеется положительный опыт решения обратной задачи — определения кинетических параметров на основе измерений размеров ячеек [36].

Аналогичные результаты получены в приближенной одномерной модели пульсирующей детонации [37], в которой в качестве определяющего рассматривается механизм микровзры-

вов («вспышек»), возникающих при самовоспламенении смеси в слое ударно-сжатого газа. Расчетный размер ячейки в этой модели приближенно в $E_a/3RT_{s,CJ}$ раз больше, чем в [35]. В смесях с нерегулярной ячейкой оба механизма дополняют друг друга. Механизм «вспышек» является страховочным. Чем меньше значение $E_a/3RT_{s,CJ}$, тем регулярнее ячейка.

В связи с простотой экспериментальной регистрации ячейистой структуры и сильной зависимостью размера ячейки от режима распространения детонации измерение этой величины является удобным средством для анализа экспериментальных данных. Многие характеристики детонационного процесса могут быть оценены с использованием непосредственно размера ячейки вместо кинетических данных.

В численных неодномерных моделях многофронтной детонации используются неосредненные уравнения, а пространственное разрешение конечно-разностных схем позволяет описывать основные элементы структуры волны. Использование детальной [38] и модельной [39] кинетики приводит к приблизительно одинаковым результатам. Затухание пульсаций скорости в численных моделях вызывается схемной вязкостью, существенно превосходящей реальную. Это не приводит к существенным ошибкам, если схемное число Рейнольдса относительно размера поперечной волны достаточно велико ($\gg 10^4$). В расчетах, особенно при использовании схем высокого порядка точности, это требование не всегда выполнимо, так как в реальных процессах число Рейнольдса $\approx 10^5 \div 10^6$. Последствия подобных ошибок могут быть оценены методом пересчета на более мелкой сетке. Моделирование трехмерных структур с простейшей одностадийной кинетикой [40] указывает на то, что, несмотря на сложную форму ячеек, их средний размер и ведущий механизм взаимодействия поперечных волн такие же, как и в двумерных структурах.

Трудоемкость неодномерных численных моделей позволяет использовать их, в основном, для решения относительно простых задач научного плана. Для практических целей часто достаточно применения упрощенных квази-одномерных моделей.

Одномерное моделирование многофронтной детонации

В связи с многофронтным характером ре-

альной ДВ возникает вопрос о применимости классических представлений о наличии и положении звуковой поверхности. При осреднении параметров газа по сечению трубы и по времени в обычных уравнениях сохранения импульса и энергии появляются дополнительные члены, связанные, в первую очередь, с пульсациями скорости газа или, в терминах описания локально изотропной турбулентности, с интенсивностью турбулентности ε (средним квадратом пульсаций скорости газа). В окрестности фронта волны значение ε сравнимо с квадратом средней скорости газа [19]. Для замыкания системы уравнений требуется уравнение, описывающее зависимость скорости затухания турбулентных пульсаций как функции ε и скорости изменения плотности. Для описания эволюции ε без учета сжимаемости среды можно применить гипотезу Колмогорова о существовании инерционного интервала, согласно которой затухание крупных энергонесущих вихрей зависит только от их энергии и размеров (в нашем случае сравнимых с размером поперечной волны в ячейке). Передача энергии от крупных вихрей на молекулярный уровень осуществляется через каскад более мелких вихрей, которые характеризуются гораздо меньшим временем релаксации. Учитывая зависимость ε от плотности, можно построить обобщенную модель затухания турбулентности в вязких газах [19, 20].

Для поставленной осредненной задачи также существует звуковая поверхность и, как показывают расчеты, она располагается в непосредственной близости от фронта волны на расстоянии порядка половины поперечного размера ячейки. Это вполне согласуется с экспериментальными наблюдениями. Несмотря на высокий уровень турбулентных пульсаций вблизи звуковой поверхности, основные расчетные параметры детонации мало отличаются от идеальных, что также согласуется с экспериментом. Это позволяет в задачах, характерные масштабы которых существенно превосходят размер ячейки многофронтной детонации, использовать модель идеальной детонации с мгновенной реакцией.

В одномерной модели [20], учитывающей трение и теплоотвод в стенки трубы и затухание турбулентности, вызванной многофронтной структурой ДВ, стационарным режимам распространения детонации соответствуют два решения. Решение с большей скоростью

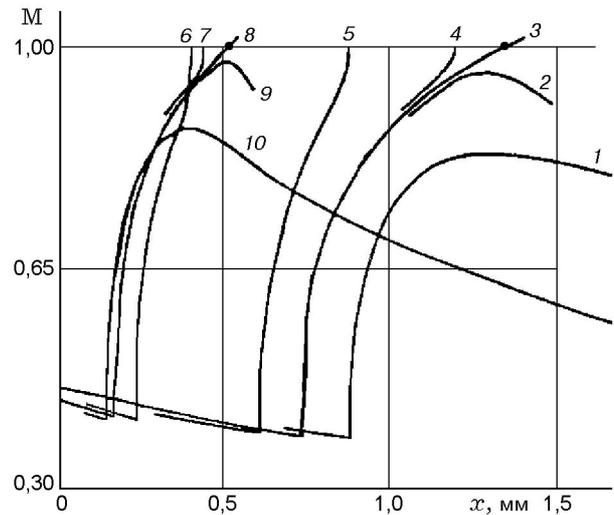


Рис. 4. Фазовый портрет при толщине плоского канала, равной 1,2 предельной:

D , м/с: 1 — 2200, 2 — 2248, 3 — 2250 (D_{**}), 4 — 2253, 5 — 2300, 6 — 2550, 7 — 2633, 8 — 2636 (D_*), 9 — 2637, 10 — 2680

детонации ($D = D_*$) устойчиво, с меньшей ($D = D_{**}$) — неустойчиво. Для возбуждения или затухания самоподдерживающейся детонации необходимо преодолеть барьер неустойчивого решения. Система уравнений, описывающая стационарное движение химически реагирующих газов за УВ, гиперболическая. Непосредственно за УВ течение дозвуковое ($M < 1$). В фазовой плоскости (M, x), где x — координата, имеются две особые точки типа «седла», в которых $M = 1$. Через особые точки проходят две интегральные кривые — сепаратрисы 8 и 3 (рис. 4). Только двигаясь вдоль них можно плавно преодолеть звуковой барьер. Эти две сепаратрисы и соответствуют упомянутым выше устойчивому и неустойчивому режимам распространения детонации. При $D_{**} < D < D_*$ все интегральные кривые характеризуются бесконечным градиентом параметров при $M = 1$. При нестационарном движении этому соответствует образование УВ, догоняющей и ускоряющей фронт детонации. При $D < D_{**}$ или $D > D_*$ движение всюду дозвуковое, а фронт детонации достигаем для догоняющей и тормозящей его нестационарной волны разрежения.

Пределы детонации

При уменьшении диаметра трубы из-за больших теплотерь особые точки сближаются

ся ($D_{**} \rightarrow D_*$), и при некотором предельном диаметре звуковая скорость газа становится не достижимой ни при каких значениях D . Количественно этот диаметр близок к предельному диаметру реальной детонации, который приблизительно на порядок меньше размера ячейки многофронтной детонации [20, 41–43]. Дефицит скорости предельной детонации зависит от состава смеси и может равняться $10 \div 30$ %. Отметим, что вблизи пределов влияние затухания турбулентности и влияние теплопотерь сравниваются, и численные модели, учитывающие оба фактора [20] и только взаимодействие ПД со стенками канала [44, 45], дают приблизительно одинаковые результаты.

Аналитически существование и основные свойства предельной детонации были предсказаны Я. Б. Зельдовичем [8]. Полагая, что трение и теплоотвод влияют на процесс одинаково, он ограничился рассмотрением только теплоотвода. С помощью предположения об экспоненциальной зависимости скорости химического тепловыделения от температуры и условия роста температуры за УВ им было получено ограничение на мощность теплоотвода и дана оценка длины зоны реакции, экспоненциально зависящей от температуры непосредственно за фронтом УВ. Была установлена двузначная подковообразная зависимость скорости детонации от диаметра трубы, и близко к реальности оценен дефицит скорости детонации. Но анализ показывает, что влияние трения и влияние теплоотвода на градиент температуры газа за УВ противоположны по знаку, причем температура за УВ под совместным воздействием трения и теплоотвода всегда растет [20]. Тем не менее модель [8] дает правильные результаты.

Понятие минимального размера канала, в котором может распространяться детонация, как характеристики смеси при фиксированных начальных условиях несколько условно. Потери энергии на трение и теплоотвод зависят от формы канала и шероховатости его стенок. Правильнее было бы говорить о предельном значении отношения гидравлического диаметра канала к коэффициенту сопротивления. Следует различать шероховатость стенки и систему отдельных препятствий, соизмеримых с размером ячейки многофронтной детонации. Последние, благодаря турбулизации потока и локальному повышению температуры в отраженных волнах, могут не препятствовать, а, наоборот, способствовать распростра-

нению детонации. Также некорректно говорить о концентрационных пределах детонации. Любая смесь с экзотермической реакцией способна детонировать в каналах достаточно большого размера (принцип Харитона [46]) при достаточно большой энергии инициирования.

В реальности предельной может быть спиновая, галопирующая или низкоскоростная детонация.

Спиновая детонация

Ячеистая структура ДВ может существовать, если периметр трубы больше или равен поперечному размеру ячейки. При этом под размером ячейки a принято понимать расстояние между линиями одного направления на развертке следового отпечатка на стенках трубы. Процесс с двумя встречными поперечными волнами, сталкивающимися в диаметрально противоположных точках боковой поверхности трубы, называется двухголовым спином [5]. Из определения следует, что при двухголовом спине $a = \pi d$, где d — диаметр трубы. Отметим, что из-за дефицита скорости детонации и различия в структуре волны это значение в несколько раз больше размера ячейки в широкой трубе a_∞ [20]. При приблизительно вдвое меньшем диаметре столкновения поперечных волн отсутствуют, единственная поперечная волна распространяется по винтовой линии, наклоненной относительно оси трубы под углом $\approx 45^\circ$. Этот процесс называется спином. Он хорошо экспериментально изучен, расшифрована ударно-волновая структура [5, 34, 47, 48]. Спин может распространяться не только в круглом, но и в кольцевом канале. Важно, что поперечная волна при спиновой детонации является слегка пересжатой ДВ. Положение и форма звуковой поверхности при спиновой детонации не установлены, но, как следует из одномерной модели детонации [20], учитывающей теплопотери и затухание пульсаций скорости газа, звуковая поверхность удалена от переднего фронта на расстояние порядка трех диаметров трубы. В промежутке между одной и двухголовым спином детонация имеет нерегулярную структуру.

Галопирующая детонация

Для ряда смесей предельной является галопирующая детонация (галоп), распространя-

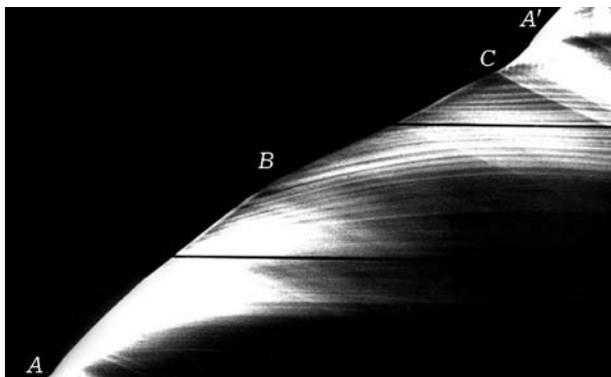


Рис. 5. Фоторазвертка самосвечения галолирующей детонации:

B — точка разделения УВ и фронта горения, *C* — возникновение вторичной ДВ в зоне индукции, *A, A'* — догон вторичной детонационной волной головной УВ

юющаяся в каналах с диаметром приблизительно в 1,5 раза меньшем, чем спин. Это регулярно повторяющийся пульсирующий процесс в протяженном канале. Сильно пересжатая ДВ затухает, фронт горения отстает от ударного, в сжатом непрореагировавшем газе за УВ возникает переходящая в детонацию «вспышка» (взрыв во взрыве), эта вторичная ДВ догоняет УВ, порождая новую пересжатую ДВ. Процесс повторяется (рис. 5) [43, 49]. Пространственный шаг одномерных пульсаций составляет сотни калибров канала. Каких-либо проявлений затухания процесса на длине нескольких пульсаций не выявлено. Средняя скорость распространения пульсаций на 10 ÷ 30 % меньше скорости детонации Чепмена — Жуге и постоянна. Это свидетельствует о том, что существует пульсирующая звуковая поверхность, защищающая основную структуру от воздействия волны разрежения. Ее положение не определено, но, по-видимому, она находится за фронтом УВ в пределах протяженности одной пульсации. Существует приближенная аналитическая модель процесса, в которой постулируются регулярность пульсаций, равенство средней скорости их распространения экспериментально установленной величине и мгновенность перехода горения в детонацию после истечения периода индукции в газе, сжатом затухающей УВ [49]. Модель удовлетворительно описывает шаг и другие характеристики галопа. Одномерная численная модель процесса [50] учитывает два конкурирующих процесса: распространение турбулентного беско-

нечно тонкого пламени за УВ и адиабатическую «вспышку». Модель правильно, по крайней мере, качественно передает все особенности процесса. Отмечается, что вторичная детонационная волна за затухающей УВ возникает по истечении периода индукции самопроизвольно.

Низкоскоростная детонация

Экспериментально зарегистрирована так называемая низкоскоростная детонация, скорость которой составляет приблизительно половину скорости детонации Чепмена — Жуге. При этом галоп — это автоколебательный процесс между состояниями низкоскоростной детонации и многофронтной детонации вне областей их существования. Низкоскоростная детонация может существовать, например, в трубах с относительно крупными препятствиями. Ее распространение поддерживается «вспышками» за отраженными УВ и конвективным переносом пламени (подробнее см., например, обзор [3]).

Низкоскоростная детонация может распространяться и в гладких трубах, например, в стеклянных капиллярах [43, 51]. Формирование структуры волны обязано не столько накоплению активных центров в зоне индукции за УВ, сколько процессам переноса вблизи поверхности пламени. Пламя отстоит от УВ на 3 ÷ 8 диаметров канала и представляет собой почти плоский диск в ядре потока с примыкающим к нему косым пламенем в пограничном слое. Зарегистрированные в [43] двукратные пульсации скорости пламени имеют протяженность, равную 160 диаметрам капилляра, что во много раз превышает расстояние между пламенем и УВ. Постоянство частоты этих пульсаций свидетельствует, по мнению автора [43], о самоподдерживающемся характере низкоскоростной детонации. В экспериментах [43, 51] объем широкой трубки, с помощью которой инициировалась детонация в капиллярах, намного превосходил объем капилляра. Поэтому не исключен поршневой эффект ПД из секции инициирования (скорость истечения ПД из камеры инициирования в атмосферу через капилляр длиной 1000 калибров может составлять сотни метров в секунду, что сравнимо со скоростью газа за пламенем). Для доказательства самоподдерживающегося характера низкоскоростной детонации требуются дополнительные исследования.

«Свободная» детонация

Детонация в свободном столбе (слое) взрывчатой смеси возможна, если поперечный размер столба составляет десятки размеров ячейки многофронтной детонации [52, 53]. Скорость «свободной» детонации мало отличается от идеальной. Протяженность свободных столбов взрывчатой смеси с постоянным составом, реализованных в спутных потоках инертного газа, достигает десятков калибров [52]. Используя детальную кинетику численное двумерное моделирование детонации свободного слоя [54] при условиях, соответствующих экспериментам [55], дает значение критической толщины слоя, близкое к оценке критического диаметра цилиндрического заряда [52], но во много раз превосходящее полученное в экспериментах [55]. Возможно, это расхождение связано с влиянием использовавшейся в экспериментах [55] пленки, прикрывающей слой газовой смеси, масса которой соизмерима с массой газа.

При исследованиях околопредельной детонации в трубке диаметром 8 мм с боковыми отверстиями диаметром 4 мм, расположенными вдоль трубки с шагом 40 мм, срывов детонационного режима не наблюдалось, что свидетельствует о нечувствительности детонации к локальной боковой разгрузке. Детонация в трубках с пористыми стенками чувствительна к наличию пор только в околопредельных режимах распространения [56].

Распространение детонации в каналах переменного сечения

В плавно сужающихся или расширяющихся каналах с поперечными размерами, существенно превосходящими размер ячейки, реакцию можно считать мгновенной, а течение квазиравновесных ПД рассчитывать в квазиодномерном приближении [57]. Движение пересжатой ДВ в отсутствие теплопотерь описывается уравнением

$$\frac{dD}{dt} = \left((D - u) \frac{\partial \ln \rho}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial x} - u \frac{d \ln S}{dx} \right) / \frac{d \ln \rho_s}{dD},$$

где S — площадь поперечного сечения канала, ρ_s — плотность на фронте волны; в самоподдерживающейся ДВ $D \equiv D_{CJ}$.

При большой конусности или при размерах канала, сравнимых с размером ячейки, течение существенно неоднородно. Отражение

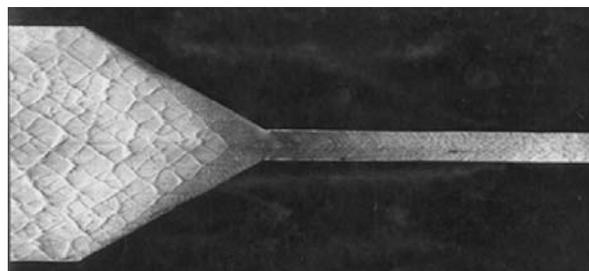


Рис. 6. Следовой отпечаток распространения детонации в конической насадке, разрезанном вдоль оси пополам

ДВ от клина может быть регулярным, нерегулярным и квазирегулярным.

Квазирегулярный тип отражений ярко выражен в плоских каналах и проявляется в том, что маховская ножка, являющаяся пересжатой ДВ, на небольшом удалении от начала клина перестает расти и далее тройная точка движется параллельно поверхности клина [58, 59]. Предельный размер ножки равен нескольким размерам ячейки, что проверено при различных начальных давлениях на смесях с сильно отличающимися размерами ячейки. Корреляция размера маховской ножки с размером ячейки указывает на важную роль индукционной кинетики, однако двумерные численные расчеты [60] свидетельствуют о преобладающем влиянии скорости тепловыделения. Из этих расчетов также следует, что ни градиент параметров в следующей за падающей ДВ волне разрежения, ни ячеистая структура падающей волны практически не влияют на процесс роста и стабилизации размера ножки.

Не установлен однозначно критический угол регулярного отражения. Различные расчеты дают значение критического угла $33 \div 52^\circ$, эксперименты — $39 \div 50^\circ$ [60]. Отличие экспериментальных и расчетных данных (в том числе, и между собой) может быть связано с недостаточной разрешающей способностью методов или с неоднозначной трактовкой квазирегулярного отражения. Численная модель распространения пересжатой ДВ в конусе [61] показывает, что градиенты параметров в волне разрежения сильно влияют на значение критического угла.

При переходе детонации из широкого канала через сужающуюся секцию в узкий канал постоянного сечения в последнем возникает пересжатая ДВ. При регулярном или квазирегу-

лярном режиме отражения пересжатая волна в узком канале образуется за счет столкновения отраженных волн, при существенно нерегулярном — за счет столкновения маховских ножек. Оптимальным, с точки зрения получения пересжатых волн, является конус с углом наклона образующей $\approx 30^\circ$ и диаметром выходной трубки, сравнимым с размером ячейки детонации в трубе большого диаметра. Размеры подбираются так, чтобы скользящие вдоль поверхности конуса маховские ножки после их столкновения и образования в центре трубы новой растущей маховской ножки к моменту входа в узкую трубку полностью исчезли. Входящая в узкую трубку центральная маховская ножка, скорость которой $D \approx 1,7D_{СД}$ (рис. 6), является требуемой пересжатой ДВ [58]. Динамический напор за такой волной в десятки раз превышает динамический напор за самоподдерживающейся ДВ [62]. Пересжатая волна затухает на расстоянии нескольких калибров узкой трубы. При ступенчатом сужении канала в отраженной от «ступеньки» волне давление в несколько раз выше, чем в падающей, а в узком канале распространяется обычная (не пересжатая) детонация.

Пересжатая детонация может возбуждаться и в каналах постоянного сечения, заполненных смесью с переменным химическим составом. Существует некоторый минимальный градиент состава (концентрации), когда это явление возможно [63].

Дифракция многофронтной ДВ

В резко расширяющихся каналах за УВ возникают срывные явления, сопровождающиеся появлением обширных областей несгоревшего газа. При выходе детонации из канала в полупространство существует минимальный размер канала, при котором возможно реиницирование детонации. Этот размер на порядок превосходит размер ячейки многофронтной детонации и зависит от формы канала и степени разбавления смеси [64, 65]. Влияние размеров, формы канала и наличия в нем препятствий подробно исследовано в [66]. Показано, что определяющая роль в околокритическом реиницировании принадлежит физическим процессам в непосредственной близости к фронту ДВ. Наиболее важными из них являются столкновения поперечных волн. При выходе ДВ из узкой трубки в расширяющийся конус срывные явления усиливаются по ме-

ре увеличения угла дифракции α вплоть до некоторого предельного значения α_* (для смеси $C_2H_2+2,5O_2$ $\alpha_* \approx 30^\circ$ в плоских и $\alpha_* \approx 45^\circ$ в круглых каналах) [67, 68]. При $\alpha > \alpha_*$ срывные эффекты практически не зависят от угла расширения конуса. В резко расширяющихся каналах при менее чем пятикратном увеличении диаметра реиницирование происходит при соударении УВ с боковой стенкой.

Процесс реиницирования детонации в расширяющихся каналах является одним из наиболее сложных при численном моделировании детонации и может служить в качестве тестовой задачи. Вычисления по двумерной модели с двухэтапной кинетикой [69] показали, что при ширине плоского канала, равной пяти размерам ячейки, результат расчета выхода детонации в пространство (реиницирование или срыв детонации) зависит от размера используемой расчетной сетки. При этом реиницирование происходит за счет спонтанно появляющихся «горячих пятен», источником которых может быть даже «шум», связанный с дискретностью вычислений.

Иницирование ДВ

Различают прямое иницирование детонации и переход горения в детонацию. Прямое иницирование вызывается концентрированным выделением энергии, порождающим мощную пересжатую ДВ, что связано, прежде всего, с адиабатическими процессами в реагирующей смеси после окончания иницирующего импульса и характеризуется минимальной (критической) энергией источника иницирования, при которой в итоге возбуждается самоподдерживающаяся ДВ. Переход горения в детонацию (ПГД) вызывается зажиганием смеси маломощным источником энергии и связан с ускорением турбулентного пламени при взаимодействии потока газа со стенками канала и препятствиями, установленными внутри канала (объемные препятствия), возникновением и отражением УВ от препятствий, а также со сжатием газа перед фронтом пламени в закрытых камерах. В свободном пространстве ПГД, по-видимому, невозможен [70]. Процесс ПГД всегда сопровождается возникновением детонации в сжатом ударной волной несгоревшем газе. Детонационная волна догоняет фронт УВ и порождает в свежей смеси сильно пересжатую детонацию. Галолирующая детонация — это регулярно повторяющийся ПГД.

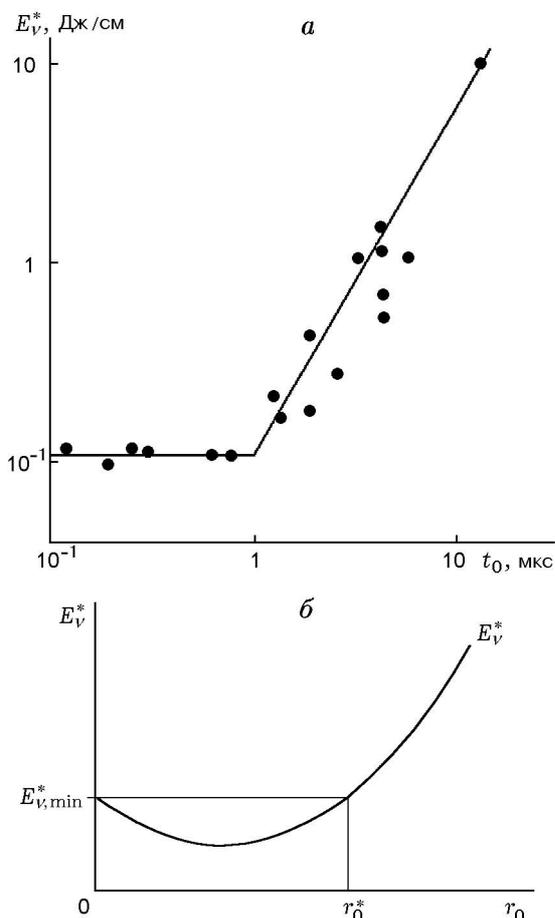


Рис. 7. Критическая энергия прямого инициирования ($\nu = 2$):

a — зависимость от времени в смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ при давлении 100 Торр: точки — эксперимент [71], сплошная линия — расчет по приведенной в тексте формуле, *b* — качественная зависимость от размера области энерговыделения [73]

Прямое инициирование детонации. Экспериментально [66, 71] установлено, что критическая энергия прямого инициирования детонации E^* существенно зависит от пространственно-временных характеристик инициирующего устройства. В [72] предложено первое объяснение этих эффектов и получена аналитическая зависимость, удовлетворительно описывающая экспериментальные данные.

Различают плоское ($\nu = 1$), цилиндрическое ($\nu = 2$) и сферическое ($\nu = 3$) инициирование. В первых двух случаях говорят о плотности энергии E_ν^* . При точечном инициировании с характерным временем энерговыделения t_0 существует некоторое критическое значение t_0^* , которое отделяет область почти неизменной

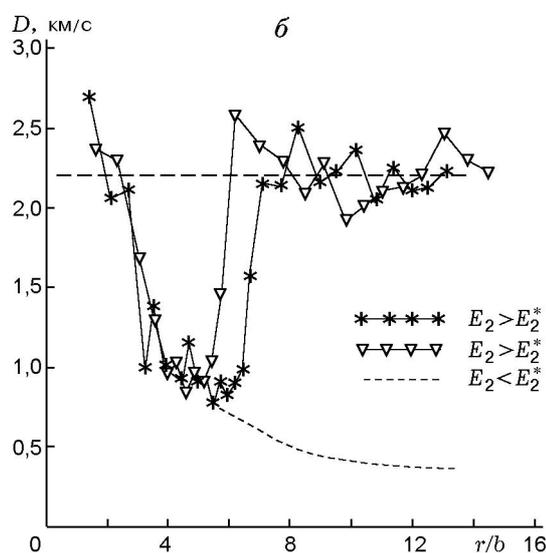
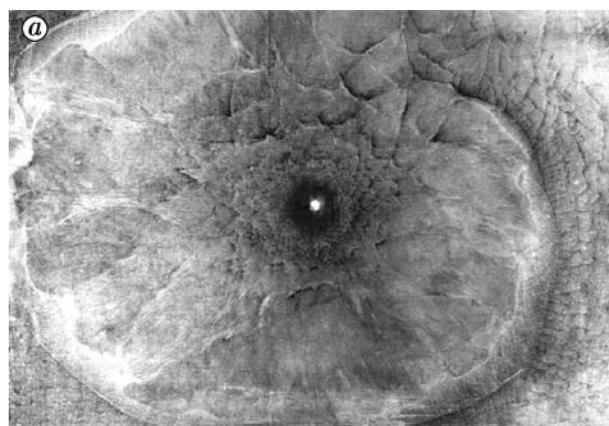


Рис. 8. Околокритические режимы инициирования:

a — следовой отпечаток пульсации, *b* — зависимость скорости детонации от отношения радиуса волны к размеру ячейки при околокритическом инициировании детонации в смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ взрывающейся провололочкой [73]

критической энергии $E_\nu^* \approx E_{\nu, \min}^*$ от области ее резкого роста (рис. 7, *a* [71]). Согласно [73] влияние пространственного фактора отображается зависимостью U-образной формы (рис. 7, *b*), что обосновывается в [66] экспериментами по реинициированию детонации при выходе из каналов с кольцевым сечением в объем. В частности, установлено, что минимальное значение E^* и значение r_0^* такое, что $E_\nu^*(r_0^*) = E_\nu^*(0) = E_{\nu, \min}^*$, существенно зависят от формы инициирующего устройства.

Процесс прямого инициирования в околокритических режимах характеризуется пересечением волны на начальной стадии, «прова-

лом» скорости волны ниже скорости стационарной детонации вплоть до $\approx 0,7D_{СД}$ и выходом на стационарный режим через фазу сильного пересжатия (рис. 8). После срыва многофронтной структуры на начальном этапе пульсации в зоне «провала» отчетливо фиксируется расслоение УВ и фронта горения. Восстановлению многофронтной структуры предшествует детонационное сжигание зоны индукции одной [74] или несколькими (как на рис. 8, а) поперечными волнами. Возникновение поперечных волн обусловлено, по-видимому, завершением периода индукции в частицах, попавших во фронт УВ в начале пульсации. Если этого не произойдет, детонация затухнет. Самовоспламенение частиц в конце критической пульсации существенно зависит от параметров волны в начале пульсации. В связи со стохастичностью процесса критическая энергия точечного инициирования не определяется однозначно. Существует диапазон энергий, внутри которого возбуждение детонации будет нестабильным.

Существующие оценки критической энергии прямого инициирования основаны на анализе закономерностей реиницирования реальной многофронтной ДВ и на численном и приближенном аналитическом одномерном моделировании процесса (около 20 моделей). Подробный анализ точности этих подходов можно найти в [4, 66].

Согласно модели ячейки многофронтной детонации [35, 36] регулярная структура ДВ поддерживается столкновениями поперечных волн, играющих роль «микровзрывов». Энергия такого «микровзрыва» E_ν , имеющая смысл энергии инициирования ДВ в отдельной ячейке, может быть вычислена с использованием кинетических данных или на основе измерения размера ячейки. Минимальная энергия мгновенного точечного инициирования может быть оценена по формуле $E_{\nu, \min}^* = n_\nu E_\nu = A_\nu \rho_0 D_{СД}^2 b^\nu$, где A_ν — коэффициент, n_ν — минимальное количество микроинициаторов, при одновременном «подрыве» которых можно возбудить многофронтную ДВ. В полуэмпирической модели прямого инициирования [72] коэффициент A_ν , равный $0,4 \div 0,8$, $2,2$ и 9 для $\nu = 1, 2$ и 3 соответственно, и зависимость критической энергии от пространственно-временных характеристик инициирующего устройства определяются на основе анализа реиницирования многофронтной

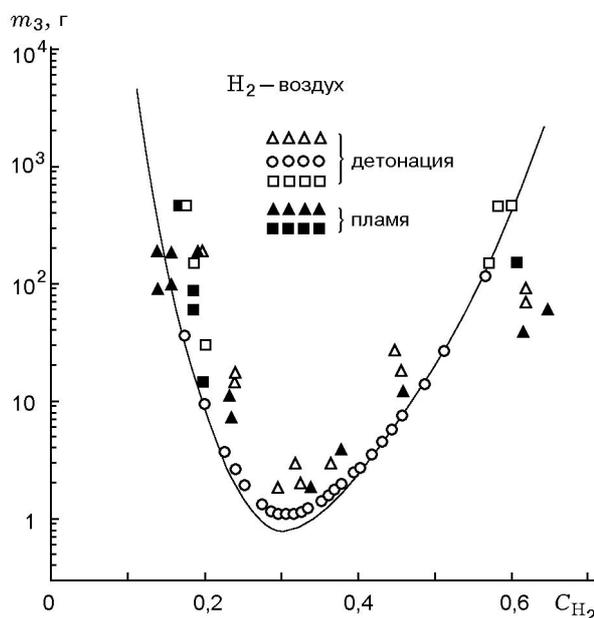


Рис. 9. Зависимость критической массы заряда взрывчатого вещества, необходимой для инициирования сферической детонации в водородно-воздушных смесях, от мольной доли водорода [73]: сплошная линия — расчет по модели МРІ, точки — сводные экспериментальные данные

вой детонации в топливно-кислородных смесях при ее переходе из узкого канала в неограниченное полупространство. Дальнейшие экспериментальные исследования дифракции ДВ и прямого инициирования детонации в топливно-воздушных смесях, наиболее полно представленные в [66], показали, что значения n_ν не универсальны и зависят от показателя адиабаты и отношения энергии активации к тепловому эффекту реакции. Усовершенствованная модель МРІ [75] наиболее адекватно описывает весь известный в настоящее время экспериментальный материал. Степень соответствия расчетных и экспериментальных данных демонстрирует рис. 9 [73].

Замкнутая приближенная аналитическая модель [76, 77] основана на одномерном анализе критической пульсации. ПГД в конце критической пульсации в ней постулируется. Критическая энергия точечного инициирования в этой модели определяется выражением, подобным [72], только роль b играет критический радиус r_* , соответствующий радиусу инициирующей волны в момент начала расслоения УВ и фронта горения в критической пульсации. В развитие моделей [72, 76] в [37] получено соот-

ношение, связывающее критический радиус с размером ячейки, и показано, что коэффициент A_ν пропорционален $(E_a/RT_{s,CJ})^\nu$.

При неточечном или немгновенном иницировании большая часть энергии расходуется на нагрев газа в центральной области взрыва. КПД такого иницирования невысок, чем объясняется большой разброс (до нескольких порядков величины) экспериментально определенных значений критической энергии иницирования. Обобщая результаты моделей [37, 72, 76, 77], критическую энергию прямого иницирования детонации и критический радиус можно оценить по формулам

$$E_\nu^* = 0,2k \left(\frac{E_a}{RT_{s,CJ}} \right)^\nu \rho_0 D_{CJ}^2 b^\nu \times \\ \times \max \left(1, \left(\frac{r_0 + t_0 D_{CJ}}{r_*} \right)^{\nu-0,25} \right), \\ r_* \approx 0,2\nu \frac{E_a}{RT_{s,CJ}} b,$$

где $k \approx 1$. Степень соответствия временной составляющей в этой формуле экспериментальным данным [71] иллюстрирует рис. 7, а. Применяя неравномерное пространственное распределение энергии инициатора, например, многоточечное иницирование, можно за счет взаимодействия волн от отдельных инициаторов понизить k в несколько раз [66].

Расхождение экспериментальных и расчетных значений критической энергии иницирования при использовании одномерных моделей связывают с неудачным описанием кинетики химических реакций и преодолевают путем не всегда обоснованной коррекции кинетических констант. С корректными кинетическими данными (в рамках осредненной или детальной кинетических схем) одномерные модели должны давать правильные результаты — как, например, в [78]. Пространственное разрешение схемы должно быть достаточным для выявления пульсации, предшествующей критической.

Объединение в единый расчетный комплекс термодинамических и кинетических данных исследуемых смесей, программ расчетов параметров ударных и детонационных волн, ячеек и критических энергий иницирования, критических параметров дифракции и т. д. позволило создать в ИГиЛ СО РАН компьютерную программу «БЕЗОПАСНОСТЬ» [79, 80].

Эта программа продемонстрировала высокую эффективность при оценке взрывоопасности различных горючих систем: водорода, ацетилена, дициана, гидразина и его метилпроизводных, этилена, аммиака, озона, перекиси водорода, предельных и непредельных углеводородов в смеси с кислородом, воздухом, добавками инертных газов, водяного пара и т. п. при широкой вариации соотношения горючее — окислитель, начального давления и температуры и т. д. Программа применялась при решении столь важной экологической проблемы, как снижение токсичности двигателей внутреннего сгорания за счет применения новых технологий и принципов сжигания топлив [81].

На практике бывает сложно определить характер иницирования: многое зависит от геометрических особенностей иницирующего устройства, наличия отражающих поверхностей на расстоянии нескольких размеров ячейки от места иницирования, КПД устройства и темпа энерговыделения. Например, прямое иницирование детонации электрической искрой в зависимости от геометрии электродов и состава смеси может быть цилиндрическим или сферическим. В таких случаях следует ориентироваться на минимальную оценку общей энергии.

Иницирование детонации быстролетящим телом

Для описания иницирования детонации небольшим по сравнению с размером ячейки телом, летящим со скоростью, превышающей скорость детонации, принято использовать модель цилиндрического взрыва. Здесь значение имеет энергия, теряемая телом на единице длины полета. Минимальная, достаточная для иницирования детонации скорость тела u_{\min} может быть оценена из соотношения

$$C_x S \rho_0 \frac{u_{\min}^2}{2} = \eta E_2^*,$$

где S — площадь миделевого сечения тела. При использовании значения коэффициента сопротивления C_x , характерного для инертных сред, коэффициент η приближенно равен 0,4 [82]. При скоростях затупленного тела, близких к D_{CJ} , на переднем фронте баллистической волны возникают стохастические выбросы, свидетельствующие о наличии «тонкой» структуры [82]. При больших размерах тела его минимальная

скорость может быть меньше скорости детонации. ДВ отрывается от тела, опережая его, и принимает сферическую форму.

Переход горения в детонацию

При «слабом» инициировании детонации в гладких трубах путем зажигания смеси источником энергии, значительно меньшей, чем критическая энергия прямого инициирования, ПГД может происходить на расстоянии десятков и сотен калибров трубы. Существенное влияние на длину ПГД оказывает состояние поверхности трубы. При многократном заполнении трубы свежей смесью и инициировании детонации длина ПГД может сократиться в несколько раз. Этот факт подробно не исследован, но известен экспериментаторам. Для технических приложений такая протяженность и нестабильность ПГД неприемлема. Существует много конструкций, позволяющих сократить длину и стабилизировать ПГД путем загромаждения сечения трубы и распределения турбулизирующих элементов по сечению трубы и вдоль нее. Одним из наиболее распространенных ускорителей ПГД является спираль Щелкина. Обзор теоретических и экспериментальных исследований ПГД можно найти, например, в [3, 83]. Отмечается, что механизмы конвективного ускорения пламени и зажигания смеси в отраженных от препятствий УВ дополняют друг друга. Исследование эффективности многоочагового зажигания с помощью перфорированных перегородок в трубах проведено в [66], в объемах — в [84]. Для непредельной детонации в, по крайней мере, несильно разбавленных топливно-кислородных смесях сократить длину ПГД до одного калибра трубы можно объемной системой препятствий, размер и расстояния между которыми соизмеримы с ячейкой многофронтной детонации [85].

Сложнее с инициированием околопредельной детонации. Даже возникшая в каком-либо месте однородной системы препятствий детонация далее затухает. Стабильное слабое инициирование околопредельной детонации в стехиометрической метановоздушной смеси было реализовано с помощью системы препятствий с переменной плотностью их установки [86]. Труба диаметром 150 мм состояла из пяти секций. Инициирование горения смеси производилось в середине первой, закрытой с одной стороны и содержащей спираль Щелкина, секции длиной 1 м с помощью стандартной автомобильной

системы зажигания с энергией $\approx 0,1$ Дж. Во второй секции длиной 1 м помещалась укрепленная на центральном осевом стержне система радиальных стержней диаметром 15 мм. Стержни располагались вдоль четырехзаходной винтовой линии с углом набега 45° на расстоянии 150 мм друг от друга. В аналогичной третьей секции стержни располагались вдоль двухзаходной, а в четвертой секции — только вдоль однозаходной винтовой линии, соответствующей траектории поперечной волны спиновой детонации. В пятой секции препятствия вообще отсутствовали. Такая система препятствий с уменьшающимся гидравлическим сопротивлением обеспечивала плавную трансформацию возникающей в конце второй секции пересжатой детонации в самоподдерживающуюся околоспиновую детонацию в пятой секции. Наличие в четвертой секции довольно редкой системы стержней оказалось необходимым. Без них детонация затухала, так как, по-видимому, градиент параметров в волне разрежения был еще слишком велик, а положение звуковой поверхности не стабилизировалось. Для прямого инициирования такой детонации в пространстве требуется заряд порядка десяти килограммов конденсированного ВВ.

Сам факт возможности слабого инициирования детонации в метановоздушной смеси с помощью системы препятствий имеет большое значение для взрывобезопасности шахт. Критериальных оценок детонационной безопасности крупных (по сравнению с размером ячейки многофронтной детонации) объектов не существует.

Моделирование ПГД

Численное моделирование ПГД развивается в двух основных направлениях: с применением адаптированной к сжимаемым химически реагирующим средам ($k-\varepsilon$)-модели турбулентности и путем прямого численного интегрирования уравнений Навье — Стокса.

В ($k-\varepsilon$)-модели учитываются развитие турбулентности (кинетической энергии пульсаций) и ее влияние на эффективную вязкость газа и процессы переноса — диффузию и теплопроводность. Эта модель относится к моделям второго порядка, имеющим точность не лучше моделей первого порядка, и неудовлетворительно отражает «крупномасштабную» структуру турбулентного потока [87]. Известны расчеты трехмерных тече-

ний с одной реакцией [88] и в осесимметричной постановке с несколькими реакциями (без учета активных центров) [83]. Модель включает достаточно коэффициентов, чтобы получить правдоподобные результаты, но на существующем этапе развития вряд ли может служить для количественного прогнозирования ПГД. Перспективной, возможно, является развитие $(u'v'-k-\varepsilon)$ -модели [87].

При прямом численном интегрировании уравнений Навье — Стокса используются значения молекулярной вязкости, коэффициента диффузии и теплопроводности. Это допустимо в случае достаточно мелкой расчетной ячейки, масштаб которой исключает влияние турбулентного переноса [89]. Реально пространственное разрешение должно быть не хуже $1/6$ толщины фронта горения [29]. При использовании предельно упрощенной модельной аррениусовской кинетики первого порядка в одно- и двумерных постановках задачи в [29] были исследованы основные этапы ПГД. Показано, что сначала из-за неустойчивости Рихтмайера — Мешкова [90, 91] в сгоревшей смеси возникают области (spikes) несгоревшего газа и развивается ускоряющееся турбулентное горение. Затем флуктуации давления приводят к возникновению ударных волн, при взаимодействии которых между собой и с пламенем в несгоревшей смеси возникают «горячие пятна». Далее ПГД развивается по градиентному механизму Зельдовича. Отмечено, что в одномерной задаче ПГД не возникает. Одновременное применение детальной кинетики и прямого детального описания турбулентности ограничено возможностями компьютеров.

Движение ПД в трубах

При прямом плоском инициировании детонации в трубе движение ПД на довольно протяженном начальном участке трубы близко к автотомодельному. Далее, вследствие трения и теплоотвода в стенки трубы, за ДВ формируется стационарная волна разрежения, примыкающая к звуковой поверхности в случае «псевдоизотермических» ПД с бесконечным градиентом параметров. Длина трубы, в которой существенно проявляется этот эффект, по порядку величины равна ста калибрам.

Тепловой поток в стенки трубы может быть описан формулой

$$q \approx \frac{\lambda}{8} \rho u (I - I_0),$$

а изменение энтальпии — приближенным уравнением

$$\frac{\pi d^2}{4} \rho \frac{dI}{dt} = -\pi dq,$$

откуда следует

$$\frac{d \ln(I - I_0)}{dx} \approx -\frac{\lambda}{2d} \approx -\frac{1}{60d}.$$

Это означает, что, проходя каждые 40 калибров трубы, газ теряет половину своей тепловой энергии.

Истечение продуктов детонации

Истечение ПД из открытой трубы может быть сверхзвуковым (для пересжатых ДВ), звуковым или дозвуковым в конце процесса. На срезе ствола при одномерном рассмотрении для определения потоков можно постулировать в общем случае наличие сильного разрыва параметров. Для постановки решения этой задачи требуется определить параметры в истекающей струе с наружной (правой) стороны разрыва.

При сверхзвуковом и звуковом истечении ПД слева всегда располагается волна разрежения. При сверхзвуковом (звуковом) течении слева от разрыва все характеристики находятся вне ствола, разрыва вообще не существует и частные производные параметров по времени на срезе ствола определяются непосредственно из уравнений сохранения по односторонним (внутренним) пространственным производным. При дозвуковом течении слева от разрыва течение справа может быть звуковым или дозвуковым. При звуковом течении справа от разрыва на «сидящей» на срезе ствола c_- -характеристике сохраняется инвариант Римана, что совместно с условием $u = c$ позволяет рассчитать все параметры на ней. Скачок параметров на разрыве, как правило, невелик, и оправдано приближение политропного газа. При постоянном показателе адиабаты γ

$$u_R = c_R = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} u_L + \frac{2}{\gamma + 1} c_L,$$

$$p_R = p_L \left(\frac{c_R}{c_L} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}}.$$

Индексы L и R относят параметры газа к левой и правой сторонам разрыва соответственно. Такое течение возможно при $p_R \geq p_A$,

где p_A — атмосферное давление. Иначе течение будет дозвуковым и $p_R \equiv p_A$, $c_R = c_L(p_A/p_L)^{(\gamma-1)/2\gamma}$. Весь веер характеристик находится внутри ствола, а между последней характеристикой и срезом ствола все параметры постоянны. Из условия сохранения инварианта Римана на последней характеристике следует

$$u_R = u_L + \frac{2}{\gamma - 1}(c_L - c_R).$$

В конце процесса, когда $p_L < p_A$, в ствол войдет волна сжатия. При этом из-за ее слабости, а также в связи с третьим порядком касания ударной адиабаты и изоэнтропы для описания процесса пригодны предыдущие формулы для дозвукового движения. Легко видеть, что параметры на срезе ствола зависят от параметров за пределами ствола только при дозвуковом истечении.

При численном расчете параметры газа справа от разрыва определяют потоки величин на срезе ствола, а роль параметров слева от разрыва играют параметры в ближайшей внутренней ячейке. Достоинствами модели являются простота, универсальность и возможность довести расчет до конца, включая стадию обратного движения газа.

На протяжении почти всего процесса истечение носит околосвуковой характер, а его характерное время от момента достижения детонацией среза ствола до почти полного истечения ПД равно приблизительно учетверенному времени пробега детонации по трубе и для, например, метровой трубы составляет ≈ 2 мс.

Импульс ПД

Импульс, передаваемый закрытой с одного конца трубе, в процессе детонации и истечения ПД может быть оценен как $mD/2$, где m — масса газа, удельный (отнесенный к весу смеси) импульс — как $D/2g$, где g — ускорение силы тяжести, а отнесенная к массе газа осредненная по времени всего процесса сила — как $0,1 D^2/L$, где L — длина трубы. Если взрывчатой смесью заполнена только часть трубы, то импульс, отнесенный ко всей массе газа, из-за снижения скорости звука падает, а импульс, отнесенный только к массе смеси, может возрасти в несколько раз. Воздух играет роль поршня. Для повышения удельного импульса длину трубы целесообразно выбирать

такой, чтобы при расширении ПД и снижении их давления до атмосферного «поршень» покинул трубу. Иначе в трубе возникнет существенное разрежение. Экспериментально установлено, что для ацетиленокислородной смеси при заполнении трубы смесью всего на $10 \div 15$ % удельный импульс увеличивается в $3,1 \div 3,3$ раза [92]. Такое увеличение можно объяснить тем, что для этой смеси тепловыделение в плоскости Чепмена — Жуге из-за процессов диссоциации составляет менее 40 % максимально возможного [9]. При расширении ПД рекомбинируют и тепловыделение достигает максимального значения. Значительная часть тепла выделяется при мало меняющейся температуре, что приближает процесс к циклу Карно. При использовании топливно-воздушных смесей эффект увеличения удельного импульса должен быть значительно ниже.

ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ

Детонационное напыление

Одним из важнейших хорошо развитых в настоящее время приложений газовой детонации является нанесение износостойких, теплозащитных, электроизоляционных и других порошковых покрытий на наружные поверхности деталей различного назначения. Суть метода, впервые предложенного в середине XX века [93], состоит в нагреве и метании порошковых частиц на обрабатываемую поверхность с помощью газовой детонации. Начальный этап изучения метода и разработки устройств для его реализации подробно изложен в [94, 95].

Последовательная концепция формирования детонационных покрытий появилась лишь к концу 80-х годов [96, 97]. При ударе разогретой и, как правило, расплавленной частицы о поверхность детали вдоль контактной поверхности за время остывания частицы успевает произойти взаимодиффузия на глубину порядка нескольких межатомных расстояний. В редких случаях, таких как внедрение металлических частиц во фторопласт, адгезия носит механический характер.

Характерный размер напыляемых частиц составляет десятки микрометров. Чтобы диффузия успела произойти, температура контактной поверхности должна быть не ниже 0,9 температуры плавления более низкоплавкого из материалов частицы и подложки. Для этого

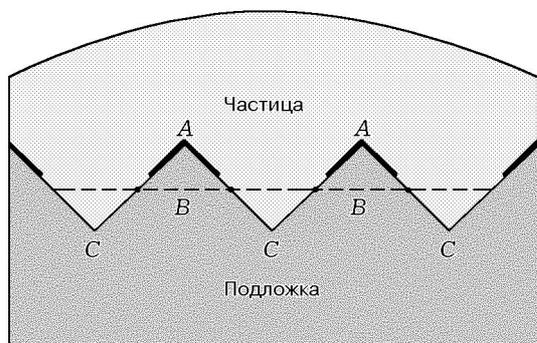


Рис. 10. Схематическое изображение контактной поверхности частица — подложка

частица должна иметь достаточный запас тепловой или кинетической энергии. При использовании детонации Чепмена — Жуге скорость метаемых частиц составляет сотни метров в секунду и их основная энергия — тепловая. Чтобы обеспечить необходимую температуру контактной поверхности, частица перед ударом должна быть расплавлена и сильно перегрета (иногда вплоть до температуры кипения). Степень перегрева может быть значительно ниже для композитных материалов, таких, например, как карбид вольфрама, плакированный кобальтом. В них значительный запас энергии содержится в теплоте плавления тугоплавкого компонента. При достаточном прогреве частицы прочность адгезии и когезии сравнима с прочностью исходного материала и не зависит от твердости детали. Поверхность подложки должна быть существенно шероховатой. Для этого исходную деталь специально подвергают пескоструйной обработке, а дальше шероховатость поддерживается автоматически за счет дискретной структуры порошкового покрытия. Вершины шероховатости (точки А на рис. 10) при контакте с частицей прогреваются больше, чем впадины (точки С). При недостаточном прогреве частицы диффузия успевает пройти только в окрестности вершин. Средняя прочность соединения зависит от доли поверхности, где произошло «схватывание». Отметим, что, если средняя линия (точки В) шероховатости прогревается в достаточной мере, то с течением времени и впадины также прогреются. Зависимость средней прочности от теплового запаса частицы имеет скачок от половинной прочности до максимальной. Это хорошо подтверждается экспериментом.

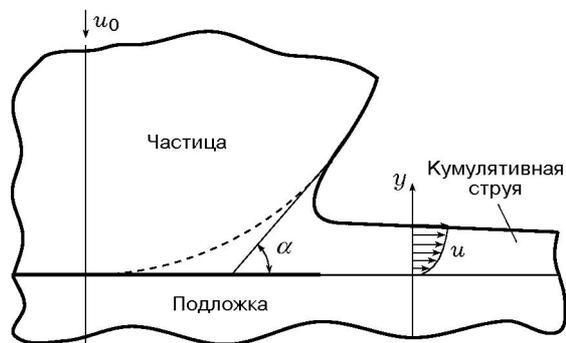


Рис. 11. Схема образования кумулятивной струи при столкновении частицы с подложкой

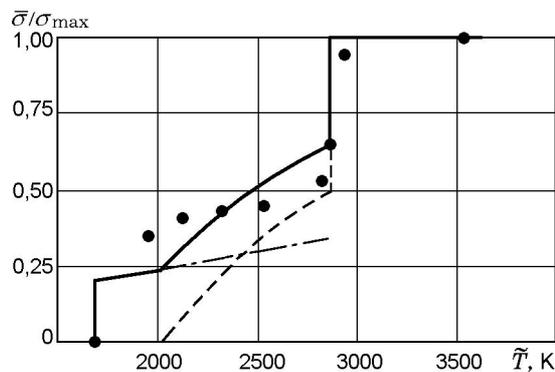


Рис. 12. Зависимость безразмерной прочности адгезии от эффективной температуры частиц (с учетом кинетической энергии) [96]:

точки — эксперимент, сплошная линия — расчет, штриховая — вклад в прочность термического, штрихпунктирная — динамического механизма образования покрытия из композиционных частиц смеси 75 % WC + 25 % Co

Жидкая частица при ударе о поверхность расплющивается, а на границе зоны контакта образуется очищающая поверхность кумулятивной струи (рис. 11). В основании кумулятивной струи находится зона высокого давления. Если это давление превышает прочность подложки, то она пластически деформируется. В зоне пластической деформации многократно повышается коэффициент диффузии и критическая для образования сцепления температура контактной поверхности снижается до $2/3$ температуры плавления. Для достижения такой температуры контактной поверхности тепловой запас частицы может быть значительно меньше. Для металлов достаточно, чтобы частица была хотя бы частично расплавлена. Тогда средняя прочность адгезии зависит от до-

ли пластически деформированной поверхности подложки, а она, в свою очередь, зависит от скорости частиц и предела текучести материала детали. Данный «динамический» и чисто «термический» механизмы образования покрытий дополняют друг друга (рис. 12). Пористость покрытий практически отсутствует.

Масса вводимой в ствол дозы порошка обычно не превышает $10 \div 20$ % массы газа. Это определяется не дефицитом энергии газа, а влиянием дозы на свойства получаемых покрытий. При одном выстреле покрытие должно состоять, в основном, из отдельно расположенных частиц. При слишком больших дозах за один выстрел образуется сплошная пленка покрытия. В ней из-за быстрого остывания образуются трещины [98]. Для многих материалов даже при умеренной дозе порошка велики остаточные напряжения в покрытии. Их снимают дополнительной термообработкой — низкотемпературным отпуском [99].

Получение покрытий с максимальной адгезией не всегда целесообразно. Сильно перегретые расплавленные частицы дробятся потоком ПД, образуя вокруг основного пятна покрытия нежелательный «ореол» слабо закрепляющихся на подложке сверхмелких частиц. При ударе капли сильно растекаются по поверхности, образуя за один выстрел почти сплошную пленку покрытия, что может привести к образованию трещин. Полностью расплавленные частицы при ударе о подложку в значительной мере разбрызгиваются, что уменьшает коэффициент использования порошка. Наиболее целесообразно напыление частично расплавленных частиц. Прочность адгезии при этом достигает приблизительно половины максимально возможной, что практически всегда удовлетворяет техническим условиям даже для износостойких покрытий.

Дробление расплавленных частиц под воздействием динамического напора ПД происходит при превышении критического значения числа Вебера, отражающего соотношение гидродинамических сил к силам поверхностного натяжения. Осколки частиц перегреваются вплоть до полного испарения. Процесс хорошо исследован как теоретически, так и экспериментально [100]. С хорошей стороны зарекомендовал себя метод локальной импульсной цветовой пирометрии, с помощью которого можно проводить одновременные измерения тем-

пературы, скорости и размера отдельных частиц [101]. В сочетании с численными методами расчета параметров потока ПД он позволяет определять условия и характер дробления частиц [102]. Как правило, характерное значение числа Вебера при детонационном напылении близко к критическому. Требуется тщательный подбор режимов процесса, чтобы частицы не дробились. Другим нежелательным последствием перегрева является испарение либо мелких частиц в целом, либо металлической связки в композитных материалах. Чтобы этого избежать, следует ограничивать температуру ПД путем разбавления смеси инертным газом.

Состав используемых порошков полидисперсный. Чтобы получить для большинства частиц благоприятные для напыления параметры, необходимо использовать взрывчатые смеси с переменным по длине ствола химическим составом. Другим эффективным способом уравнивания параметров метаемых частиц является сепарация частиц по размерам путем перемещения дозы порошка, локально-импульсно введенной в ствол, потоком напускаемой в ствол рабочей газовой смеси. При этом более мелкие частицы окажутся в момент иницирования детонации ближе к срезу ствола и не успеют перегреться. Целесообразно сочетать оба метода.

Характерный путь разогрева и разгона частиц составляет приблизительно 100 мм. Для повышения качества и стабильности свойств покрытий из полидисперсных порошков используют более глубокую загрузку дозы порошка в ствол — несколько сотен миллиметров. Общая длина ствола обычно составляет $1 \div 1,5$ м, но заполнять ствол взрывчатой смесью целесообразно не полностью — не далее места ввода порошка. Переполнение ствола мало влияет на параметры частиц, но грозит несанкционированным зажиганием смеси от неостывшей мишени или от горячих элементов порошковых питателей.

Струя истекающих из ствола ПД слабо расширяется и разрушается на расстоянии порядка десяти калибров. Как правило, при напылении металлов и металлокерамических композитов для создания восстановительной среды вокруг частиц используются смеси с недостатком кислорода. При смешении истекающей струи ПД с воздухом происходит догорание недоокисленных компонентов (CO и H_2).

При этом температура частиц за пределами ствола может вырасти на $10 \div 15$ % [103]. Мишень располагают на расстоянии от одного до десяти калибров ствола, ориентируясь, в основном, на конструктивные особенности детали. Следует отметить, что качество покрытий и коэффициент использования порошка слабо зависят от наклона напыляемой поверхности до 45° [98]. Наличие боковых стенок рядом с пятном напыления может приводить к рикошету частиц и снижению качества покрытия. Экранировка не подлежащих напылению поверхностей дает ощутимый эффект только при близком к детали расположении защитной пластины.

При напылении используют, как правило, углеводородно-кислородные, реже — водородно-кислородные смеси. Для напыления тугоплавких материалов в качестве топлива применяется ацетилен, для остальных материалов выбор топлива ограничен возможностями иницирования детонации. Для пропанокислородных смесей с отклонением от стехиометрического соотношения более чем на $30 \div 50$ % и метанокислородных смесей применяются либо ускорители ПГД, либо напуск в окрестность свечи зажигания небольшой порции легкодетонирующей смеси [104]. Для легкоплавких частиц возможно применение топливно-воздушных смесей. Выбор газа, в основном, определяется ценой и доступностью.

Минимальный диаметр ствола ограничен тепловыми потерями в стенки трубы и для большинства топлив и материалов частиц при реальной шероховатости стенок канала 20 мкм составляет $15 \div 20$ мм. Для напыления твердосплавных покрытий из карбида вольфрама с металлической связкой при использовании ацетилена достаточен диаметр ствола 15 мм, а при использовании пропана необходим ствол диаметром 40 мм. Возможно применение расширяющихся или профилированных дульных насадков. Расширяющиеся насадки позволяют повысить производительность установок за счет увеличения вводимой в ствол дозы порошка (увеличивается площадь пятна напыления при одинаковой, ограниченной трещинообразованием, толщине покрытия). Профилированные, например, овальные насадки выбирают в связи с особенностями геометрии детали. Профилирование должно захватывать всю дульную часть ствола, иначе из-за рикошета можно получить противоположный ожидаемому ре-

зультат — перпендикулярность овала ствола и овала пятна напыления.

При использовании самоподдерживающейся детонации разгон и разогрев частиц порошка осуществляются, в основном, не примыкающим к ДВ потоком газа, а истекающими из ствола ПД. Через некоторое время после прохождения ДВ слабо разогнанные частицы попадают в зону покоя, тормозятся и набирают большую скорость только после прихода волны разрежения от среза ствола. Поэтому расположение свечи зажигания слабо влияет на параметры метаемых частиц.

Применение пересжатой детонации, получаемой в сужающихся каналах [105], сокращает путь разгона и разогрева частиц до единиц миллиметров. Это позволяет уменьшить размеры установок, применять сильно разбавленные смеси, существенно уменьшить диаметр выходного отверстия ствола. Ограничением применения пересжатых ДВ является дробление расплавленных частиц. Эту трудность преодолевают путем заполнения сужающейся и дульной частей ее ствола сильно разбавленной смесью или инертным газом. В последнем случае нагрев и метание частиц осуществляются ударной волной. Расчеты [106] показывают широкие возможности таких комбинированных режимов. Положительные результаты получены на лабораторной установке для напыления длиной ≈ 250 мм при диаметре широкой части ствола 40 мм, узкой части — 10 мм [107].

Мощные пересжатые волны получены в процессе искусственной галопирующей детонации [108]. Легко- и труднодетонирующие смеси разделяются протяженной «пробкой» инертного газа. Детонация в легкодетонирующем газе возбуждает в инертном газе затухающую УВ, которая переходя в труднодетонирующую смесь, сжимает и разгоняет ее, не вызывая немедленной вспышки. В результате дополнительного иницирования или самовоспламенения в сжатой смеси возникает детонация, которая, догоняя фронт УВ, порождает пересжатую детонацию.

Особенностью детонационного напыления является возможность получения более-менее удовлетворительных результатов почти при любом неконтролируемом распределении смеси в стволе и даже при равномерном по длине ствола распределении порошка перед выстрелом. Всегда найдутся частицы, параметры которых при вылете из ствола будут иметь под-

ходящие для напыления значения. Качество покрытия зависит от соотношения количества хорошо и плохо закрепившихся на подложке частиц. Большинство частиц при таком процессе либо испаряется, либо отскакивает от поверхности. Регулируя общее количество вводимой в ствол смеси, можно добиться коэффициента использования порошка порядка 10 % при очень нестабильном качестве покрытия, хотя и не уступающем другим методам напыления. Управление этим процессом можно классифицировать как искусство. Именно таким было детонационное напыление на начальном этапе своего развития [94]. Контроль за заполнением ствола смесью переменного состава и применение локально-импульсного ввода порошка в ствол позволили довести коэффициент использования полидисперсного металлического порошка до 70 % при стабильном качестве покрытий с прочностью адгезии и когезии, равной приблизительно половине максимально возможной (например, для карбидов с металлической связкой — до половины прочности связки) [98].

Переменный состав смеси обеспечивают профилированием отверстий золотниковых устройств или дискретным переключением газовых клапанов. Сглаживание границ дискретного распределения состава смеси проводят посредством специальных смесителей объемом порядка нескольких процентов объема ствола, вихревой характер течения в которых обеспечивает осреднение по времени состава напускаемой в ствол смеси. Применяя звуковой режим истечения газовых компонентов смеси через калиброванные жиклеры из ресиверов со стабилизированным давлением и температурой в смеситель, можно получить расчетный состав газовой смеси [109].

Для предотвращения зажигания вновь напускаемой смеси от горячих продуктов предыдущего взрыва ствол после выстрела продувают инертным газом. Как показывает практика, достаточно продуть 20 ÷ 30 % объема ствола. В качестве продувочного газа может быть использован азот или воздух. Применение азота улучшает качество покрытий из корродирующих материалов.

Для повышения взрывобезопасности работающих на ацетилене установок с клапанными системами напуска газов ствол и смеситель целесообразно разделить двумя клапанами, пространство между которыми (демпфер-

ную камеру) следует продувать инертным газом. При этом ствольный клапан должен быть двухседельным и соединять демпферную камеру либо со стволом, либо с атмосферой. Тогда негерметичность закрытия клапанов не приведет к взрыву газа в смесителе и ацетиленовой магистрали [110].

Одной из важнейших характеристик оборудования для напыления является скорострельность. Системы газопитания, использующие элетромагнитные клапаны с временем срабатывания ≈ 10 мс при нестабильности ≈ 2 мс, позволяют довести скорострельность до 6 ÷ 10 выстрелов в секунду. Такой скорострельности достаточно для напыления деталей с небольшими напыляемыми поверхностями (время напыления сравнимо с временем подготовительных работ, например, установки детали на манипуляторе). Повысить производительность можно, применяя стволы большего диаметра. Элетромагнитные клапаны легко управляются компьютерами, что удобно для автоматизации процесса и оперативного изменения режимов напыления многослойных покрытий, в том числе с переходными слоями (при этом используются два или несколько порошковых питателей). Применение многослойных покрытий (например, подслоя и рабочего слоя) позволяет повысить адгезию, согласовать коэффициенты теплового расширения, изолировать электропроводящие слои и решать другие технологические задачи. Ресурс работы элетромагнитных клапанов составляет $10^7 \div 10^8$ выстрелов, а режимы напыления при использовании компьютерной системы управления с датчиками срабатывания клапанов не изменяются до полного отказа клапанов.

Существенно повысить скорострельность (до нескольких десятков герц) можно за счет применения механических золотниковых устройств и многоствольных револьверных систем. Для изменения режима напыления таких установок требуется демонтаж оборудования и замена деталей. Поскольку корректировка режимов бывает необходима даже при переходе к новой партии порошка, применение механических систем управления не всегда целесообразно. Ресурс работы механических систем из-за износа трущихся деталей значительно ниже, чем у элетромагнитных клапанов.

Возможны бесклапанные системы газопитания. Для этого топливо и окислитель инжектируют в ствол через пористый огнепрегради-

тель [111], малые отверстия [112] или систему лабиринтов [113]. Для напыления можно использовать бесклапанную систему, предложенную для импульсных детонационных двигателей в [114]. Здесь прерывистость подачи компонентов смеси в детонационную камеру обеспечивается оттеснением реагентов давлением ПД в подводящие магистрали. Несанкционированное зажигание предотвращается охлаждением ПД в достаточно тонких и длинных трубках, через которые подаются реагенты. Для метанокислородной смеси достигнута скорострельность 92 Гц. Перспективным представляется следующий процесс: если топливо (лучше не ацетилен, способный детонировать в отсутствие окислителя) подавать в ствол под низким, а окислитель — под высоким давлением, то под действием давления ПД подача газов в ствол прекратится, топливо оттеснится внутрь подводящей магистрали и вновь поступит в ствол после истечения ПД с задержкой относительно окислителя. Окислитель при этом будет играть роль продувочного газа. Аналогично можно реализовать задержку пневматического ввода порошка в ствол. Раскаленные детали, располагаемые в конце или внутри ствола, могут служить источником зажигания смеси, но надежнее применять принудительное инициирование детонации. Такой самоорганизующийся процесс сложен в настройке, но привлекателен простотой и надежностью оборудования (нет подвижных деталей). Рекордной может быть и скорострельность.

Известно много модификаций установок для детонационного напыления [94, 95, 115], не все применяющиеся конструкции описаны в литературе. Некоторые из них используются в промышленности, в основном авиационной. В меньших масштабах эта технология используется для восстановления изношенных деталей. Есть много положительных примеров применения детонационного напыления, но массовое применение технологии сдерживается высокими требованиями к квалификации обслуживающего персонала. Перспектива распространения технологий детонационного напыления зависит от степени автоматизации процесса.

Примером полной автоматизации процесса может служить детонационный комплекс «Обь» (рис. 13) [115], в котором синхронизированное управление снабженными датчиками срабатывания клапанами пушки и шаго-

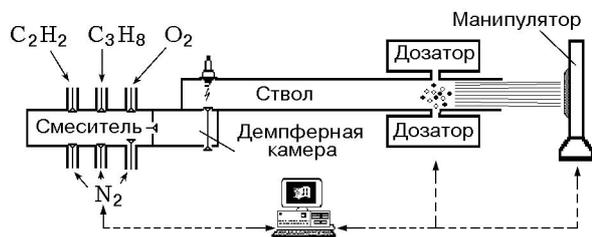


Рис. 13. Схема детонационного комплекса «Обь»

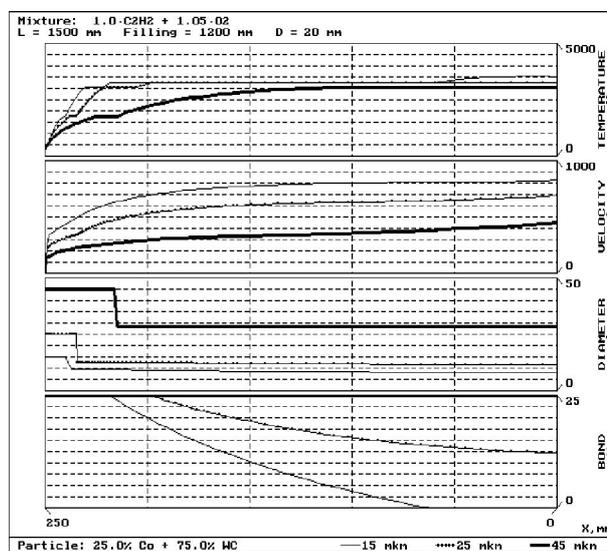


Рис. 14. Пример мультиэкранного вывода текущих параметров частиц в стволе детонационной установки: зависимости температуры, скорости, диаметра композиционных частиц и содержания в них материала-связки от координаты

выми двигателями манипулятора осуществляется компьютерной интерактивной программой. Для работы на установке необходимы минимальные навыки пользования компьютером. Технологам, разрабатывающим новые режимы напыления и технологии, предлагается компьютерная программа, позволяющая за время ≈ 1 мин рассчитать процесс в стволе пушки и прогнозировать прочность адгезии и когезии [116, 106]. Результаты такого расчета представляются в виде таблиц и графиков — см. рис. 14, который, в частности, иллюстрирует дробление и испарение частиц. Программа снабжена пополняемым банком теплофизических свойств газов и материалов подложек и порошков, учитывает параметры заполнения ствола, его размеры и шероховатость стенок, место ввода, размер и химический состав час-

тиц порошка, объем смесителя, прочность и геометрические характеристики шероховатости подложки. Программа основана на квазиодномерной модели движения квазиравновесных ПД и обладает точностью, характеризующей ее как численный эксперимент.

Известны численные модели для двумерного расчета движения ПД и частиц внутри и за пределами ствола [117], но сложность, трудоемкость и низкая точность не позволяют рассматривать их как рабочий инструмент.

Следует отметить самостоятельную ценность локальных импульсных методов измерения параметров отдельных мелких высокоскоростных частиц [101, 102], разработанных в целях диагностики процессов детонационного напыления. Движение и свечение отдельных твердых частиц отображает характеристики внутренних областей течения, не искажая потока в целом. Относительно крупные сферические частицы размером ≈ 100 мкм могут служить прекрасными датчиками динамического напора струи газа. Мелкие (микронные) частицы могут выступать в качестве датчиков температуры ПД, а их треки позволяют расшифровать структуру потоков. Частицы размером несколько десятков микрометров могут служить датчиками тепловых потоков. При обтекании ПД частиц размером ≈ 10 мкм должны быть заметны эффекты скольжения потока. Измерение их скоростей и температур может помочь в разработке математических моделей обтекания высокоскоростных макротел потоком разреженного химически реагирующего газа.

Существуют альтернативные импульсному детонационному методу непрерывные газотермические методы нанесения покрытий, отличающиеся более высокой производительностью [118]. При плазменном напылении с электродуговым нагревом инертного газа температура частиц достаточно высока, а характерная скорость составляет десятки метров в секунду [118]. В этом методе реализуется чисто термический механизм диффузии. В сравнении с детонационным плазменное напыление характеризуется меньшей адгезией и более высокой пористостью покрытий, возможным перегревом и короблением тонких деталей. При «холодном» напылении сверхзвуковой струей холодного инертного газа скорость частиц ≈ 1 км/с и реализуется динамический механизм образования покрытий. Метод эффек-

тивен при напылении легкоплавких материалов. Ближе других к детонационному напылению стоит метод формирования высокоскоростной горячей струи газа путем непрерывного сжигания топлива при повышенных давлениях [119]. Здесь свойства покрытий оказываются промежуточными между случаями плазменного и детонационного напыления, а одной из проблем является охлаждение ствола. Детонационный способ универсален и рекомендуется для напыления ответственных изделий или в случаях неприменимости других методов, например, при необходимости высокой адгезии, при напылении тугоплавких материалов, при недопустимости пористости покрытий, перегрева или коробления деталей.

Разрушающее воздействие детонации

Газовая детонация может использоваться для сверления и дробления пород [120]. Наибольший эффект дает отражение пересжатой детонации. Возможно применение газовой детонации для рыхления, например, мерзлого угля и очистки вагонов, для разрушения (дробления) громоздких оболочек, в которые для этого напускается взрывчатая газовая смесь. При частичном разрушении оболочки начинается истечение ПД, и характер дробления зависит от импульса, переданного оболочке ПД до начала разрушения. Метод эффективен для относительно тонких оболочек, для которых статическое разрушающее давление много ниже детонационного.

Успешно применен взрыв газовой смеси для утилизации автомобильных покрышек с металлическим кордом [121]. К предварительно охлажденной до хрупкого состояния покрышке, лежащей на плоском основании, с помощью раструба подсоединяют детонационную трубу. Взрыв дробит резину на кусочки размером несколько миллиметров и отделяет ее от корда. Возможна подобная детонационная переработка полимерных материалов [122].

Очистка технологического оборудования от пылевых отложений

Воздействовать на слой пылевых отложений можно либо непосредственно импульсной струей истекающих из ствола ПД, либо путем создания вибрации металлоконструкций, на которых есть отложения. В последнем случае важен импульс, передаваемый конструкции. Как

отмечалось выше, полный импульс ПД порядка половины произведения массы газовой смеси на скорость детонации. При наличии закрепленного на конструкции отражателя, разворачивающего поток в обратную сторону, передаваемый импульс будет вдвое больше.

Самой дешевой взрывчатой смесью является стехиометрическая смесь природного газа (метана) с воздухом. Предельный диаметр детонации такой смеси зависит от чистоты метана и при характерном содержании примесей (в основном, водорода) около $2 \div 3$ % при нормальных условиях составляет 100 мм. Увеличение содержания примесей снижает предельный диаметр детонации.

При слабом инициировании детонации автомобильной системой зажигания и применении описанного выше ускорителя ПГД [86] околопредельную самоподдерживающуюся детонацию можно получить в трубе диаметром $100 \div 150$ мм и длиной не менее 4 м. При ускорении пламени в секции зажигания часть смеси выталкивается из трубы, кроме того, передняя граница смеси при заполнении трубы размывается. Поэтому для полноты сжигания топлива длину трубы целесообразно выбирать с некоторым запасом и заполнять ее не полностью. Для 6-метровой трубы ожидаемый импульс составляет 300 кгм/с. Удлинение выходной, заполненной воздухом части трубы приводит к некоторому увеличению импульса. При наличии в трубе боковых патрубков, закрытых поршнями (не обязательно герметично) и частичном перекрытии выходного отверстия основной трубы импульс, передаваемый поршню, оценивается как произведение среднего давления ПД, площади поршня и времени истечения. Если суммарная площадь всех зазоров и выходного сечения трубы и площадь сечения поршня сравнимы с площадью поперечного сечения основной трубы, то удельный импульс, передаваемый поршню, по порядку величины так же равен половине скорости детонации.

Такой процесс был применен для очистки электрофильтров от пылевых отложений в цементной промышленности [86]. Электрофильтр представляет собой многометровую металлическую конструкцию со свободно подвешенными металлическими пластинами площадью порядка десятков квадратных метров. Электрофильтр продувается горячими выходными газами, и на находящиеся под высоким напряжением пластины осаждается мелкая цементная

пыль. Обычно пыль стряхивают механическими ударами по конструкции в целом. Применение новых энергосберегающих технологий производства цемента породило проблему: адгезия пылевых отложений стала высокой, и пластины начали зарастать пылью. Для ручной очистки пластин приходилось охлаждать электрофильтр, для чего останавливали все производство. Применение детонационной трубы позволило в 30–40 раз повысить передаваемый конструкции импульс, и проблема была решена. Процесс легко автоматизируется. Воздух непрерывно подается в детонационную трубу обычным вентилятором через довольно длинную узкую подводящую трубу, оберегающую вентилятор от воздействия ПД. В конце подводящей трубы вводится метан, импульсная подача которого регулируется электромагнитным клапаном. Система зажигания — многоискровая, типа автомобильной. Производится около 100 выстрелов в час. Испытания, проведенные на опытном Ахангаранском цементном заводе (Узбекистан), выявили высокую эффективность метода. Эксперименты показали, что малогабаритные импульсные детонационные камеры можно использовать также для разрушения отложений цементной пыли в местах поворота трубопроводов и для очистки лопастей вентиляторов (неравномерные пылевые отложения на вращающихся лопастях крупных вентиляторов вызывали вибрацию и быстро выводили из строя как сами вентиляторы, так и их фундаменты).

Удаление заусенцев

Известно применение газовой детонации для снятия заусенцев, возникающих на металлических деталях при механической обработке [123, 124]. Особенно эффективен процесс для очистки труднодоступных внутренних участков изделий, таких как глубокие сверления. Детали помещают в герметичную высокопрочную камеру, напускают туда под давлением нескольких десятков атмосфер газовую водородно-кислородную или углеводородно-кислородную смесь с повышенным содержанием кислорода и инициируют детонацию. Как показали исследования [125], удаление заусенцев идет не под воздействием динамического напора ПД, а за счет их плавления. В этом процессе детонация служит для ускорения сжигания топлива и интенсификации теплообмена. Интенсивная передача теп-



Рис. 15. Удаление заусенцев с помощью газовой детонации:

слева — деталь до обработки, справа — после обработки в детонационной камере

ла от продуктов детонации к заусенцу и детали происходит, когда газ движется относительно детали с высокими скоростями. Если к моменту прогрева основания заусенца толщиной $0,2 \div 0,4$ мм до температуры плавления скорость вынужденной конвекции достаточна для разрушения образовавшейся капли, то происходит удаление заусенца с образованием скругления (рис. 15). Процесс регулируется подбором начального давления. Окисление заусенца продуктами детонации приводит к снижению необходимого давления. Не следует одновременно помещать в камеру крупные и мелкие детали из-за возможности полного сгорания последних. При не очень высоких давлениях возможна даже импульсная термообработка пластмасс с целью получения гладкой поверхности.

Разработаны камеры, в которых крышка размером $0,15 \div 0,5$ м прижимается мощным гидравлическим прессом [124]. Давления, развивающиеся в процессе обработки, достигают нескольких тысяч атмосфер, поэтому необходим адекватный расчет прочности камер. Возникающие в поверхностном слое камер термупругие напряжения превосходят по абсолютному значению динамические, а время существования этих напряженных состояний составляет 10^{-2} и 10^{-4} с соответственно [126]. Они могут приводить к постепенному образованию трещин в камере и оснастке.

Детонационный двигатель

Бурно развивающимся направлением ис-

пользования газовой детонации является детонационное сжигание газовых или газифицированных жидких топлив в ракетных или авиационных двигателях. Рассматриваются, в основном, импульсные, реже — непрерывные аппараты. Основой применения ДВ является высокая степень сжатия газа в УВ и на $30 \div 50$ % более высокий термический КПД, чем в циклах со сжиганием топлива при постоянном давлении [127, 128]. Большинство предлагаемых схем детонационных импульсных аппаратов не требует предварительного сжатия воздуха турбокомпрессорами, что упрощает и облегчает конструкцию, но требует более высоких прочностных свойств камер.

Совершенствование импульсных аппаратов развивалось в направлении повышения удельного импульса и частоты процесса. Существенное увеличение удельного импульса возможно за счет использования воздушных «поршней» в прямых трубах (в расходящихся каналах эффект меньше) [92]. Небольшое уменьшение импульса (до 9 %) дает перенос точки инициирования детонации ближе к открытому концу трубы [92].

Проблема увеличения скорострельности аналогична возникающей при детонационном напылении. В двигателях предпочтительнее бесклапанные системы подачи рабочих газов. Они проще, надежнее и обеспечивают высокую скорострельность (порядка 100 Гц [114]). Возникающие проблемы ускорения ПГД не всегда успешно решаются стандартными методами. Применение многоствольных систем приводит к повышению частоты вибраций и увеличению тепловых потоков в стенки аппарата. Историю исследований и обзор конструкций импульсных аппаратов можно найти в [129–131].

Особое место следует отвести резонансным методам возбуждения детонации [128]. По замыслу авторов, прерывистость заполнения резонансной камеры должна обеспечиваться самим детонационным процессом, а инициирование детонации происходит за счет фокусировки волн сжатия, возникающих при столкновении струй свежей смеси. Здесь важен почти мгновенный ПГД, что может быть достигнуто специальной подготовкой (активацией) смеси путем предварительного неполного сжигания топлива при недостатке кислорода (происходит накопление активных центров) и последующего уменьшения скорости химических реакций за счет охлаждения смеси при добавлении в

нее недостающего окислителя. Это тонко настраиваемый кинетический процесс: смесь не должна вспыхнуть до попадания в резонатор и практически мгновенно сгореть при столкновении отраженных от стенок резонатора довольно слабых УВ. В целом процесс истечения ПД является звуковым или сверхзвуковым, и наружное давление не влияет на процессы в резонаторе. Но скорость химических реакций существенно зависит от концентрации реагентов. Поэтому для реализации процесса необходима стабилизация входного давления, например, специальными турбокомпрессорами. При модельных испытаниях резонатора без предварительной активации смеси были зарегистрированы пульсации давления с частотой до 25 кГц.

Стационарная детонация

При осевой продувке трубы предварительно смешанной взрывчатой смесью со скоростью, равной или превышающей $D_{СД}$, температуры торможения достаточно для самовоспламенения смеси в пограничном слое, вследствие чего детонация распространится в подводящие магистрали. При меньших скоростях продувки в открытых кольцевых каналах с радиальной подачей смеси через узкую щель принципиально возможна непрерывная поперечная детонация, но реально детонация вырождается в регулярный многоголовый акустический (относительно скорости звука в ПД) процесс без УВ типа недосжатой детонации [5].

При раздельной подаче горючего и окислителя перпендикулярно плоскости вращения ДВ реализован процесс непрерывной детонации типа спина [132, 133]. Расход реагентов и габариты камеры сгорания подобраны так, чтобы обеспечить распространение самоподдерживающейся ДВ по постоянно обновляемому слою несгоревшего газа. Получены стабильные режимы вращающейся детонации в газовых, гетерогенных и, в том числе, в топливно-воздушных смесях.

Метание тел

При движении «снаряда» в заполненной взрывчатой газовой смесью трубе со скоростью, превышающей $D_{СД}$, смесь будет сгорать в системе отраженных косых ударных и детонационных волн, возникающих в кольцевом зазоре между «снарядом» и стенкой

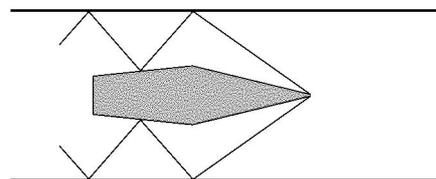


Рис. 16. Схема прямоточного детонационного ускорителя

трубы (рис. 16). Можно так подобрать форму и размеры «снаряда», что он будет разгоняться (концепция прямоточного ускорителя — Ram Accelerator). Расчеты [134] с двухэтапной модельной кинетикой показывают, что в 12-метровой трубе диаметром 38 мм, заполненной водородно-воздушной смесью под давлением 25 атм, «снаряд» массой 70 г можно разогнать до скорости 4 км/с. При скорости 3,2 км/с головная баллистическая волна является ударной, а отраженная от стенок — детонационной. При повышении скорости головная волна становится детонационной и тяга исчезает. В экспериментах [135] получена скорость снаряда 2,1 км/с, ненамного превышающая скорость детонации.

Возможен разгон тел продуктами газовой детонации и по обычной пушечной схеме. В экспериментах [136] вращающийся стальной диск диаметром 0,5 м и толщиной 6 мм ускорялся при детонации смеси $4H_2 + O_2$ ($D_{СД} \approx 3,2$ км/с) до скорости 3,5 км/с на длине 60 м.

В целом развитие детонационных аппаратов для создания тяги находится в стадии модельных экспериментов и численных оценок. Одномерные методы расчета дают лишь общее представление о процессе, а двумерные, даже с множеством упрощающих предположений, требуют слишком большого времени расчета (полмесяца на вариант [130]).

Генерация ударных волн и инициирование взрыва

В научных исследованиях и технике широко применяется инициирование взрыва трудндетонирующих газовых, гетерогенных и конденсированных ВВ посредством ДВ, сформированной в узкой трубке, заполненной легкодетонирующей газовой смесью. Трубку можно не закрывать мембраной. Тогда легкодетонирующую смесь можно инжектировать к электродам непосредственно перед подачей инициирующего импульса [104]. Переход ДВ по сме-

си из трубки в объем является хорошо известным способом возбуждения сферической и цилиндрической детонации. Газовой детонацией можно возбудить УВ «со сшитой контактной поверхностью», что значительно удлиняет «пробку» постоянных параметров за УВ. Данный эффект можно использовать в импульсных газодинамических лазерах. ДВ, распространяющаяся по газовой смеси, способна при определенных условиях возбудить детонацию в заряде насыщенного взрывчатого вещества [137].

Перезжатая ДВ обеспечивает надежное инициирование промышленного детонатора, употребляемого в горном деле [138, 139]. Обычная электрическая схема, используемая при одновременном подрыве большого количества разнесенных зарядов, кроме опасности несанкционированного срабатывания от блуждающих электрических наводок обладает еще одним опасным свойством — при отказе какого-либо детонатора заряд оказывается в снаряженном состоянии (электродетонатор + заряд взрывчатого вещества в сборке). Это диктует необходимость обязательного устранения угрозы его срабатывания при последующих производственных операциях. Если электродетонаторы заменить газовыми, объединенными гибкой, например, полихлорвиниловой трубкой в единую протяженную и разветвленную сеть, то после заполнения системы взрывчатой газовой смесью и инициирования детонации волна, распространяясь вдоль магистралей, взорвет все заряды. При многократных испытаниях последовательной сети длиной 1 км, содержащей около сотни зарядов, не было зарегистрировано ни одного отказа. Если же какой-либо газовый детонатор откажет, то обезвредить его можно продувкой магистрали азотом или воздухом. Это эквивалентно устранению детонатора и обеспечивает безопасность при дальнейшей работе с этим зарядом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на настороженное отношение неспециалистов к взрывным технологиям, газовая детонация находит все большее применение в технике. Наука накопила достаточно знаний об этом процессе и имеются средства его управляемого использования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bauer P. A., Dabora E. K., Manson N. Chronology of early research on detonation

wave // Dynamics of Detonations and Explosions: Detonations / A. L. Kuhl et al. (Eds). (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 133). Washington: AIAA, 1991. P. 3–18.

2. Manson N., Dabora E. K. Chronology of research on detonation waves: 1920–1950 // Dynamics Aspects of Detonation / A. L. Kuhl et al. (Eds). (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 153). Washington: AIAA, 1993. P. 3–42.
3. Gelfand V. E., Frolov S. M., Nettleton M. A. Gaseous detonations — a selective review // Prog. Energy Combust. Sci. 1991. V. 17. P. 327–371.
4. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчий М. Е. Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 109–131.
5. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчий М. Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
6. Детонационные волны в конденсированных средах / А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. А. Трофимов, К. К. Шведов. М.: Наука, 1970.
7. Воронин Д. В., Ждан С. А. Об одномерной неустойчивости детонационных волн в распылах // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 4. С. 92–98.
8. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
9. Николаев Ю. А., Топчий М. Е. Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 3. С. 393–404.
10. Левин В. А., Марков В. В. Возникновение детонации при концентрированном подводе энергии // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 4. С. 623–633.
11. Щетинков Е. С. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
12. Николаев Ю. А. Обобщенная модель кинетики химических реакций в водородокислородных газовых смесях // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 1. С. 66–72.
13. Азатян В. В., Бакланов Д. И., Гвоздева Л. Г. и др. Ингибирование развившейся детонации водородно-воздушных смесей // Докл. АН. 2001. Т. 376, № 1. С. 55–58.
14. Николаев Ю. А. Приближенное моделирование, модель кинетики и калорическое уравнение состояния химически реагирующих газовых смесей при высоких температурах // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 1. С. 6–15.
15. Николаев Ю. А., Фомин П. А. О расчете равновесных течений химически реагирующих газов // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 1. С. 66–72.

16. **Фомин П. А., Троцюк А. В.** Приближенный расчет изоэнтропы химически равновесного газа // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 4. С. 59–62.
17. **Николаев Ю. А.** Распространение плоских пересжатых детонационных волн в газах // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 5. С. 101–113.
18. **Химия горения:** Пер. с англ / Под ред. У. Гардинера-мл. М.: Мир, 1988.
19. **Николаев Ю. А., Зак Д. В.** Квазиодномерная модель самоподдерживающейся многофронтной газовой детонации с учетом потерь и турбулентности // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 2. С. 103–112.
20. **Николаев Ю. А., Гапонов О. П.** О пределах детонации в газах // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 3. С. 139–145.
21. **Николаев Ю. А.** Теория детонации в широких трубах // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 3. С. 142–149.
22. **Гриб А. А., 1941** — цитируется по: К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1955. С. 364.
23. **Ждан С. А.** Расчет взрыва газовых смесей с учетом сдвига химического равновесия продуктов // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 1. С. 131–135.
24. **Астапов Н. С., Николаев Ю. А., Ульяновский В. Ю.** О параметрах детонации водородно-кислородных и водородно-воздушных смесей при высокой начальной плотности // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 1. С. 98–105.
25. **Манжалец В. И.** О пределе существования многофронтной структуры в пересжатых детонационных волнах в газах // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 4. С. 107–114.
26. **Zeldovich Ya. B.** Regime classification of an exothermic reaction with nonuniform initial conditions // Combust. Flame. 1980. V. 39, N 2. P. 211–214.
27. **Zeldovich Y. B., Gelfand B. E., Tsyganov S. A., et al.** Concentration and temperature nonuniformities of combustible mixtures as reason for pressure waves generation // Dynamics of Explosion / A. L. Kuhl et al. (Eds). (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 114). Washington, 1988. P. 99–123.
28. **Bartenev A. M., Gelfand B. E.** Spontaneous initiating of detonations // Prog. Energy Combust. Sci. 2000. V. 26. P. 29–55.
29. **Khokhlov A. M., Oran E. S., Thomas G. O.** Numerical simulation of deflagration-to-detonation transition: The role of shock-flame interactions in turbulent flames // Combust. Flame. 1999. V. 117. P. 323–339.
30. **Воронин Д. В., Митрофанов В. В.** Псевдодетонация в распылах // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 5. С. 77–81.
31. **Vasiliev A. A., Gavrilenko T. P., Torchian M. E.** On the Chapman — Jouguet surface in multi-headed gaseous detonations // Astronaut. Acta. 1972. V. 17, N 4–5. P. 499–502.
32. **Васильев А. А., Гавриленко Т. П., Митрофанов В. В. и др.** О положении точки перехода через звуковую скорость за фронтом детонации // Физика горения и взрыва. 1972. Т. 8, № 1. С. 98–104.
33. **Васильев А. А., Гавриленко Т. П., Топчян М. Е.** Условие Чепмена — Жуке для реальных детонационных волн // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 2. С. 309–315.
34. **Манжалец В. И., Митрофанов В. В.** Об устойчивости детонационных скачков в спиновой конфигурации // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 5. С. 703–710.
35. **Васильев А. А., Николаев Ю. А.** Модель ячейки многофронтной газовой детонации // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12, № 5. С. 744–754.
36. **Vasiliev A. A., Nikolaev Yu. A.** Closed theoretical model of detonation cell // Acta Astronaut. 1978. V. 5. P. 983–996.
37. **Ульяницкий В. Ю.** О роли «вспышки» и соударения поперечных волн в формировании многофронтной структуры детонационных волн в газах // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 2. С. 127–133.
38. **Oran E. S., Weber J. W., Stefaniw E. I., et al.** A numerical study of a two-dimensional H_2 — O_2 — Ar detonation using a detailed chemical reaction model // Combust. Flame. 1998. V. 113. P. 147–163.
39. **Троцюк А. В.** Численное моделирование структуры двумерной газовой детонации смеси H_2 — O_2 — Ar // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 5. С. 93–103.
40. **Williams D. N., Bauwens L., Oran E. S.** Detailed structure and propagation of three-dimensional detonations // Twenty-Sixth Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Inst., 1996. P. 2991–2998.
41. **Васильев А. А.** О геометрических пределах распространения газовой детонации // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 2. С. 132–136.
42. **Vasiljev A. A.** The limits of stationary propagation of gaseous detonation // Dynamic Structure of Detonation in Gaseous and Dispersed Media. V. 5: Fluid Mechanics and its Applications / A. A. Borisov (Ed.). Dordrecht; Boston; London: Kluwer Academic Publishers, 1991. P. 27–49.
43. **Манжалец В. И.** Пределы низкоскоростной детонации газовых смесей // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 3. С. 89–96.

44. **Фролов С. М., Гельфанд Б. Е.** О предельном диаметре распространения газовой детонации в трубах // Докл. АН СССР. 1990. Т. 312, № 5. С. 1177–1180.
45. **Агафонов Г. Л., Фролов С. М.** Расчет пределов детонации газовых водородсодержащих смесей // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 1. С. 92–100.
46. **Харитон Ю. Б.** О детонационной способности взрывчатых веществ // Вопросы теории взрывчатых веществ. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1947. № 1. С. 7–28.
47. **Николаев Ю. А., Топчийн М. Е., Ульяницкий В. Ю.** Экспериментальное исследование и расчет тройных конфигураций спиновой детонации // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 6. С. 106–109.
48. **Ульяницкий В. Ю.** Экспериментальное исследование объемной структуры спиновой детонации // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 1. С. 105–111.
49. **Ульяницкий В. Ю.** Исследование галопирующего режима газовой детонации // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 1. С. 118–124.
50. **Aksamentov S. M., Manzhaley V. I., Mitrofanov V. V.** Numerical modeling of galloping detonation // Dynamics Aspects of Detonation / A. L. Kuhl et al. (Eds). (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 153). Washington: AIAA, 1993. P. 112–131.
51. **Манжалей В. И.** Режимы детонации газа в капиллярах // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 3. С. 93–99.
52. **Васильев А. А., Зак Д. В.** Детонация газовых струй // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 4. С. 82–88.
53. **Борисов А. А., Михалкин В. Н., Хомик С. В.** Экспериментальное исследование распространения детонации газообразных смесей в свободном цилиндрическом заряде // Хим. физика. 1989. Т. 8, № 6. С. 798–809.
54. **Шебеко Ю. Н., Корольченко А. Я., Цариченко С. Г.** Численное моделирование распространения ДВ в газовом слое с детальным учетом химической кинетики // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 5. С. 128–130.
55. **Dabora E. K., Nicholls J. A., Morrison R. B.** The influence of a compressible boundary on the propagation of gaseous detonations // 10th Symp. (Intern.) on Combustion. 1964. P. 817–830.
56. **Васильев А. А.** Околопредельные режимы детонации в каналах с пористыми стенками // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 1. С. 101–106.
57. **Ждан С. А., Прохоров Е. С.** Квазиодномерный расчет детонации в канале переменного сечения // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 5. С. 96–100.
58. **Гавриленко Т. П., Прохоров Е. С.** Перескакая детонационная волна в газе // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 6. С. 121–125.
59. **Гавриленко Т. П., Григорьев В. В., Троцюк А. В., Ульяницкий В. Ю.** Разгон частиц перескакой детонационной волной // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 6. С. 104–109.
60. **Троцюк А. В.** Численное исследование отражения детонационных волн от клина // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 6. С. 97–104.
61. **Ждан С. А., Прохоров Е. С.** Формирование и распространение перескаких газодетонационных волн в конически сужающихся каналах // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 5. С. 92–100.
62. **Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Топчийн М. Е.** Исследование перескаких детонационных волн // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 5. С. 119–123.
63. **Prokhorov E. S.** Gas detonation propagation in a medium of variable chemical composition // Proc. 4th Intern. Colloq. on Dust Explosions, Porabka-Kozubnic, Poland, 4–9 November, 1990. P. 386–401.
64. **Митрофанов В. В., Солоухин Р. И.** О дифракции многофронтной детонационной волны // Докл. АН СССР. 1964. Т. 159, № 5. С. 1003–1006.
65. **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.
66. **Васильев А. А.** Околокритические режимы газовой детонации: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук / Ин-т гидродинамики СО РАН. Новосибирск, 1995.
67. **Когарко С. М.** О возможности детонации газовых смесей в конусных трубках // Изв. АН СССР. ОХН. 1956. № 4. С. 419–426.
68. **Strehlow R. A., Salm R. J.** The failure of marginal detonations in expanding channels // Acta Astronaut. 1976. V. 3, N 11. P. 983–994.
69. **Jones D. A., Kemister G., Tonello N. A., et al.** Numerical simulation of detonation reignition in H_2-O_2 mixtures in area expansions // Conference Proc. 16-ICDERS. Cracow, Poland: Univ. of Mining and Metallurgy AGH, 1997. P. 102.
70. **Подгребенников А. Л., Гельфанд Б. Е., Когарко С. М., Борисов А. А.** О причинах возникновения сферической детонации в замкнутом объеме // Докл. АН СССР. 1969. Т. 184, № 4. С. 883–885.
71. **Knystautas R., Lee J. H.** On the effective energy for direct initiation of gaseous detonations // Combust. Flame. 1976. V. 27, N 2. P. 221–228.

72. **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.
73. **Vasil'ev A. A.** Detonation hazards of gaseous mixtures // Prevention of Hazardous Fires and Explosions. The Transfer to Civil Applications of Military Experiences / V. E. Zarko, V. Weiser, N. Eizenreich, A. A. Vasil'ev (Eds). (NATO Science Series. Ser. 1: Disarmament Technologies; V. 70). Kluwer Academic Publishers, 1999. P. 93–108.
74. **Klimkin V. F., Soloukhin R. I., Wolansky P.** Initial stages of a spherical detonation directly initiated by a laser spark // Combust. Flame. 1973. V. 21, N 1. P. 111–117.
75. **Vasil'ev A. A.** The experimental methods and calculating models for definition of the critical initiation energy of multifront detonation wave // Conference Proc. 16-ICDERS. Cracow, Poland: Univ. of Mining and Metallurgy AGH, 1997. P. 152–155.
76. **Ульяницкий В. Ю.** Замкнутая модель прямого инициирования газовой детонации с учетом неустойчивости. I. Точечное инициирование // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 3. С. 101–113.
77. **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.
78. **Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф.** Иницирование детонации в водородовоздушной смеси взрывом сферического заряда ТНТ // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 2. С. 91–95.
79. **Васильев А. А., Валишев А. И., Васильев В. А. и др.** Параметры детонационных волн при повышенных давлениях и температурах // Хим. физика. 1997. Т. 16, № 11. С. 114–118.
80. **Vasil'ev A. A., Valishev E. I., Vasil'ev V. A., et al.** Hydrogen accidents and their hazards // Prevention of Hazardous Fires and Explosions. The Transfer to Civil Applications of Military Experiences / V. E. Zarko, V. Weiser, N. Eizenreich, A. A. Vasil'ev (Eds). (NATO Science Series. Ser. 1: Disarmament Technologies; V. 70). Kluwer Academic Publishers, 1999. P. 151–165.
81. **Afnas'ev A. N., Bortnikov L. N., et al.** Reduction of motor toxic by hydrogen addition // Proc. of 5th Intern. Conf. on Technologies and Combustion for a Clean Environment, Lisbon, Portugal, 12–15 July 1999. V. 2. P. 1075–1077.
82. **Васильев А. А.** Основные результаты исследований детонационного горения газовых смесей, возбуждаемого быстролетающим телом // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 5. С. 85–102.
83. **Smirnov N. N., Nikitin V. F., Tyurnikov M. V., et al.** Control of detonation onset incombustible gases // High-Speed Deflagration and Detonation: Fundamentals and Control / G. D. Roy, S. M. Frolov, D. W. Netzer, A. A. Borisov (Eds). Moscow: ELEX-KM Publishers, 2001. P. 3–30.
84. **Макеев В. И., Пономарев А. А., Строгонов В. В.** Горение и переход к детонации газовых смесей в пространстве с загромождением // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 3. С. 171–174.
85. **Barrel of an apparatus for applying coatings by gas detonation: US Patent 5,052,619.** 1991 / Ulianitsky V. Yu., Vasiliev A. A., Gavrilenko T. P., Krasnov A. N., Nikolaev Yu. A., Podenkov N. I.
86. **Васильев А. А., Николаев Ю. А., Троцюк А. В., Фридман И. И.** Использование газовой детонации для очистки технологического оборудования от пылевых отложений // Вопросы использования детонации в технологических процессах. Новосибирск: Ин-т гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО АН СССР, 1986. С. 131–141.
87. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. С. 730–739.
88. **Hjertager V. H., Solberg T., Nymoen K. O.** Computer modeling of gas explosion propagation in offshore modules // J. Loss. Process Ind. 1992. V. 5, N 3. P. 165–174.
89. **Оран Э., Борис Дж.** Численное моделирование реагирующих потоков. М.: Мир, 1990.
90. **Richtmyer R. D.** Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids // Commun. Pure and Appl. Math. 8. 1960. V. 13, N 2. P. 297–319.
91. **Мешков Е. Е.** Неустойчивость на ускоряющейся границе двух газов // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 5. С. 151–158.
92. **Ждан С. А., Митрофанов В. В., Сычев А. И.** Величина реактивного импульса от взрыва газовой смеси в полуграниченном пространстве // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 5. С. 90–97.
93. **Method and apparatus utilizing detonation waves for spraying and other purposes: US Patent 2,714,553.** August 2, 1955 / Poorman R. M., Sargent H. B., Lamprey H.
94. **Зверев А. И., Шаривкер С. Ю., Астахов Е. А.** Детонационное напыление покрытий. Л.: Судостроение, 1979.
95. **Бартенев С. С., Федько Ю. П., Григорьев А. И.** Детонационные покрытия в машиностроении. Л.: Машиностроение, 1982.
96. **Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Прохоров Е. С., Ульяницкий В. Ю.** О механизмах образования покрытий при газотермичес-

- ком напыления // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 2. С. 110–123.
97. **Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю.** Новые материалы и технологии. Теория и практика упрочнения материалов в экстремальных условиях. Новосибирск: Наука, 1992.
98. **Ульяницкий В. Ю.** Физические основы детонационного напыления: Дис. ... д-ра техн. наук / Ин-т теор. и прикл. механики СО РАН. Новосибирск, 2001.
99. **Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю., Ким М. Ч.** Остаточные напряжения в детонационных покрытиях // Труды междунар. конф. «Пленки покрытия'98». СПб, 1998. С. 124–129.
100. **Gavrilenko T. P., Grigoriev V. V., Zhdan S. A., et al.** Acceleration of solid particles by gaseous detonation products // Combust. Flame. 1986. V. 66. P. 121–128.
101. **Григорьев В. В.** Одновременное измерение температуры поверхности и скорости одиночных частиц, метаемых газовой детонацией // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 1. С. 129–135.
102. **Grigoriev V. V., Prokhorov Ye. S.** Velocity and temperature of particles accelerated by gas detonation // Proc. X Intern. Conf. HERF. Yugoslavia, 1989. P. 867–871.
103. **Григорьев В. В.** Экспериментальное исследование течения продуктов газовой детонации с частицами: Дис. ... канд. физ.-мат. наук / Ин-т гидродинамики СО РАН. Новосибирск, 1991.
104. **Способ** детонационно-газового нанесения покрытий: А. с. 1220375 СССР. 1985 / Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю., Хайрутдинов А. М., Кадыров В. Х.
105. **Установка** для метания частиц: А. с. 613551 СССР. 1978 / Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Митрофанов В. В., Васильев А. А., Топчийн М. Е.
106. **Gavrilenko T. P., Nikolaev Yu. A., Ulianitsky V. Yu.** Application of overdriven gaseous detonation for spraying // Proc. of the 15th Intern. Thermal Spray Conf., 25–29 May, 1998. Nice, France, 1998. P. 1475–1483.
107. **Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю.** Новые возможности детонационного напыления // Материалы междунар. конф. «Лаврентьевские чтения по механике и физике», 25–29 сентября 2000. Новосибирск, 2000. С. 53–54.
108. **Способ** создания газопорошкового потока: Пат. 1628558 РФ. 1993 / Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю.
109. **Устройство** для детонационно-газового нанесения покрытий: Пат. 1822010 РФ. 1993 / Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Васильев В. В., Невгод В. А., Хайрутдинов А. М.
110. **Устройство** для детонационного нанесения покрытий: Пат. 1257912 РФ. 1993 / Бутев А. И., Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю., Калинин Л. И., Краснов А. Н.
111. **Установка** для нанесения покрытий порошковыми материалами: А. с. 508994 СССР. 1973 / Федько Ю. П.
112. **Устройство** для нанесения покрытий: А. с. 1047020 СССР. 1982 / Зверев А. И. и др.
113. **Detonation gun apparatus and method:** US Patent 6,000,627. December 14, 1999 / Chernyshov A. V.
114. **Baklanov D. I., Gvozdeva L. G., Scherbak N. B.** Pulsed detonation combustion chamber for PDE // High-speed Deflagration and Detonation: Fundamentals and Control / G. D. Roy, S. M. Frolov, D. W. Netzer, A. A. Borisov (Eds). Moscow: ELEX-KM Publishers, 2001. P. 239–250.
115. **Gavrilenko T. P., Nikolaev Ju. A., Ulianitsky V. Yu.** D-Gun «Ob» detonation spraying // Proc. of the 14th Intern. Thermal Spray Conf. Kobe, Japan, 1995. V. 1. P. 425–429.
116. **Gavrilenko T. P., Nikolaev Yu. A., Ulianitsky V. Yu., et al.** Computational code for detonation spraying process // Proc. of the 15th Intern. Thermal Spray Conf., 25–29 May, 1998. Nice, France, 1998. P. 1475–1483.
117. **Кантор Л. А., Кантор С. А., Стронгин М. П.** Расчет процесса детонационно-газового нанесения защитных покрытий // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 4. С. 131–136.
118. **Солоненко О. П., Алхимов А. П., Марусин В. В. и др.** Высокоэнергетические процессы обработки материалов. Т. 18: Низкотемпературная плазма. Новосибирск: Наука, 2000.
119. **Irons G.** Sie Technology Papers. Ser. N 920947. 1992.
120. **Smirnov N. N., Nikitin V. F., Boichenko A. P., et al.** Control of deflagration to detonation transition in gases and its application to pulsed detonation devices // Gaseous and Heterogeneous Detonations / G. Roy (Ed.). Moscow: ENAS Publishers, 1999. P. 65–94.
121. **Устройство** для переработки изношенных автопокрышек: Пат. 2080261 РФ. 1994 / Харитонов А. И., Бакланов Д. И., Голуб В. В. и др.
122. **Устройство** для переработки полимерных материалов: Пат. 2015892 РФ. 1997 / Бакланов Д. И., Гвоздева Л. Г., Голуб В. В. и др.
123. **Пат.** 3666252 США, кл. 266-2. 1972.
124. **Установка** для термического удаления заусенцев: А. с. 864800, с приоритетом от 31.03.1978 / Стояновский О. И., Черендин А. Ф., Митрофанов В. В. и др.

125. Манжалей В. И. Экспериментальные исследования затухания ударных волн и теплопередачи телам после детонации газа в камерах // Механика реагирующих сред и ее приложения. Новосибирск: Наука, 1989. С. 123–132.
126. Абидуев П. Л., Коробейников С. Н., Манжалей В. И. Учет конечной скорости волны детонации при расчете камер для термознергетической обработки материалов // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 1. С. 78–84.
127. Зельдович Я. Б. Об энергетическом использовании детонационного сгорания // Журн. техн. физики. 1940. Т. X, вып. 17. С. 1434.
128. Левин В. А., Нечаев Ю. Н., Тарасов А. И. Новый подход к организации рабочего процесса пульсирующих детонационных двигателей // Хим. физика. 2001. Т. 20, № 6. С. 90–98.
129. Desbordes D., Daniau E., Zitoun R. Pulsed detonation propulsion: key issues // High-Speed Deflagration and Detonation. Fundamental and Control / G. Roy, S. Frolov, D. Netzer, A. Borisov (Eds). Moscow: ELEX-KM Publishers, 2001. P. 177–192.
130. Ремеев Н. X., Власенко В. В., Хакимов Р. А., Иванов В. В. Состояние и проблемы разработки технологии детонационного пульсирующего воздушно-реактивного двигателя // Хим. физика. 2001. Т. 20, № 7. С. 119–129.
131. Александров В. Г., Крайко Ф. Н., Реент К. С. Математическая модель сверхзвукового пульсирующего детонационного прямого воздушно-реактивного двигателя // Хим. физика. 2001. Т. 20, № 6. С. 84–89.
132. Быковский Ф. А., Митрофанов В. В. Детонационное сжигание газовой смеси в цилиндрической камере // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 107–117.
133. 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.
134. Kailasanath K., Chipping Li. Ram accelerators in the detonative mode // 18th Intern. Colloq. on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, 2001, Seattle, USA, University Washington. CD ISBN 0-9711740-0-8.
135. Bundy C., Knowlen C., Bruckner A. P. Ram accelerator operation at 15 to 20 MPa fill pressure // Ibid.
136. Крюков П. В. 100 МДж-баллистическая установка для термоядерного зажигания // IV Забабахинские научные чтения: Докл. междунар. конф. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 1995. С. 51–54.
137. Андреев В. В., Лукьянчиков Л. А., Митрофанов В. В., Тесленко В. С. Возбуждение детонации порошковых ВВ взрывом газовых смесей // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 153–155.
138. Генератор сверхзвуковых струй: Пат. 1010920 РФ. 1993, с приоритетом от 1981 / Андреев В. В., Васильев А. А., Лукьянчиков Л. А., Лютиков Г. Г.
139. Генератор сверхзвуковых струй: Пат. 1253246 РФ. 1993, с приоритетом от 1984 / Андреев В. В., Васильев А. А., Лукьянчиков Л. А., Лютиков Г. Г.

Поступила в редакцию 13/1 2003 г.