

# УСКОРЕНИЕ ДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ ПРОДУКТАМИ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В РАСШИРЯЮЩЕМСЯ КАНАЛЕ

И. С. Батраев, Е. С. Прохоров, В. Ю. Ульяницкий

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, ibatraev@gmail.com

Проведены экспериментальное исследование и квазидномерный расчет ускорения дисперсных частиц продуктами газовой детонации в расширяющемся канале. Расчеты показывают возможность существенного увеличения скорости порошковых частиц за счет конического расширения детонационного канала. Для частиц размерами  $30 \div 40$  мкм при углах конуса  $2 \div 4^\circ$  максимальное увеличение скорости достигает  $35 \div 60$  %. Разработана методика фиксации фотодатчиком свечения пакета ускоряемых в детонационном канале дисперсных частиц, позволяющая измерять скорость частиц с точностью  $\pm 5$  %. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** газовая детонация, продукты детонации в расширяющемся канале, ускорение дисперсных частиц, регистрация самосвещения, фотодатчик.

DOI 10.15372/FGV20210508

## ВВЕДЕНИЕ

Ускорение порошковых частиц газовыми потоками широко используется в промышленных технологиях, в частности в различных методах термического напыления — газопламенном, плазменном, холодном газодинамическом, высокоскоростном газопламенном и детонационном. Поведение частиц, как ускорение, так и нагрев, успешно прогнозируется численными методами [1–10], что надежно верифицировано экспериментом [11–16]. Для непрерывных процессов типа плазменного или высокоскоростного газопламенного разработана промышленная аппаратура фиксации параметров частиц в потоке SprayWatch, основанная на статистическом анализе параметров частиц в непрерывном потоке, что не позволяет использовать ее для тестирования потока в детонационном напылении, где порошок вылетает из ствола установки отдельными порциями миллисекундной длительности в виде пространственного пакета протяженностью, определяемой фракционным составом напыляемого порошка. Для прямого ствола детальный анализ распределения по скоростям частиц в таком пакете был проведен путем фиксации треков частиц с помощью цифровой камеры в [17]. В непрерывных методах напыления (плазменном, холодном газодинамическом и высокоскорост-

ном газопламенном) для увеличения скорости частиц применяются сопла переменного сечения типа сопла Лаваля [18–20]. Для импульсного детонационного процесса прямое использование такой конструкции обернется резким торможением потока на сужении сопла с существенной потерей динамического напора. Однако можно рассчитывать на дополнительное ускорение сверхзвукового потока продуктов детонации (ПД) за счет его расширения на конечном участке канала с соответствующим ускорением дисперсных частиц, инжектированных в этой зоне. Эффективность численного моделирования потока ПД с дисперсными частицами в рамках квазидномерной модели в сужающихся каналах подтверждена экспериментами [21, 22]. В настоящей работе по такой модели выполнен расчет потока ПД с дисперсными частицами в расширяющемся канале и проведены эксперименты по регистрации скорости вылетающих из канала частиц.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

При регистрации в [17] треков ускоряемых частиц синхронизация съемки проводилась по записи их самосвещения с помощью фотоэлемента, сигнал которого длительностью  $\approx 1$  мс имеет форму кривой Пуассона с четко выраженным максимумом. Регистрируя сигнал от нескольких таких фотодатчиков, установленных вдоль дистанции движения пакета частиц,

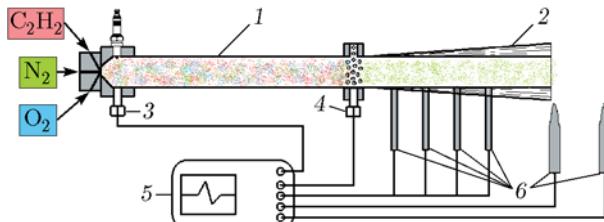


Рис. 1. Схема экспериментального детонационного стенда:

1 — казенная секция (камера сгорания), 2 — дульная секция, 3, 4 — пьезодатчики, 5 — осциллограф, 6 — фотодатчики

можно измерить скорость их пролета на значительном расстоянии. Причем, если разместить датчики в стенке ствола, можно измерить ускорение частиц и внутри ствола. Такая методика предлагается для анализа влияния расширения детонационного канала на ускорение частиц.

Схема экспериментального стенда представлена на рис. 1.

Детонационный канал состоял из цилиндрической начальной секции 1 (камера сгорания) длиной 1140 мм, диаметром 16 мм и сменной дульной секции 2 длиной 300 мм с расширением от 0 до 4°, варьируемым с шагом 1°. Для регистрации детонации в начале канала и на стыке секций устанавливались пьезодатчики 3 и 4, сигналы которых записывались четырехканальным осциллографом Tektronix TDS 2004B (5). Свечение вылетающих разогретых частиц порошка внутри канала и за его пределами регистрировалось фотодатчиками 6, сигналы которых также записывались осциллографом. Порошок инжектировался в канал на стыке секций, детонация возбуждалась электрическим разрядом в начале секции 1. Для организации процесса в режиме проточной подачи компонентов взрывчатой смеси, локализованной инжекции порошка в канал и инициирования детонации применялись соответствующие системы автоматизированного комплекса детонационного напыления CCDS2000 [23, 24].

Для фотодатчиков использованы фототранзисторы SFH 309 FA с чувствительностью в инфракрасном диапазоне 730  $\div$  1120 нм, что облегчало выделение свечения порошка на фоне излучения ПД, у которых максимум интенсивности находится в синей области. Сигнал транзистора обрабатывался электронным модулем типового датчика пламени (рис. 2).

Свечение внутри ствола регистрирова-

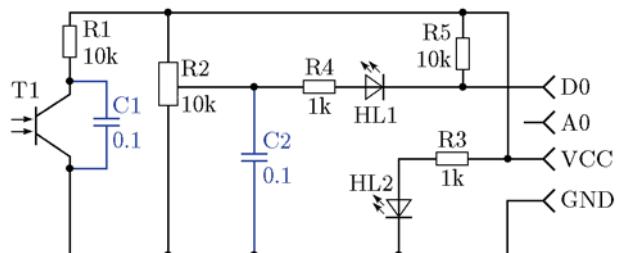


Рис. 2. Электрическая схема фотодатчика:

D0 — цифровой выход, A0 — аналоговый выход, VCC — напряжение питания, GND — заземление

лось через четыре миллиметровых отверстия в стенке его дульной секции, расположенных с интервалом 50 мм начиная от места инжекции порошка (см. рис. 1). Напротив отверстий устанавливались датчики в виде цилиндрических трубок с фотоэлементами на конце. За счет вариации длины трубы можно было менять интенсивность освещенности фотоэлемента, компенсируя резкое изменение интенсивности свечения порошка по мере его разогрева, и получать близкие по амплитуде сигналы датчиков в различных позициях.

За пределами ствола — сразу на его выходе и на расстоянии 100 мм — устанавливались фотодатчики, в которых фотоэлемент закреплялся в корпусе (рис. 3) с щелевой диафрагмой длиной 25 мм и шириной, варьируемой около 1 мм, что обеспечивало локализацию регистрации свечения по оси потока с точностью до миллиметра и интегрирование его практически по всему сечению потока.

Кроме того, за счет вариации ширины щели удалось добиться практически полного подавления свечения ПД при сохранении доста-

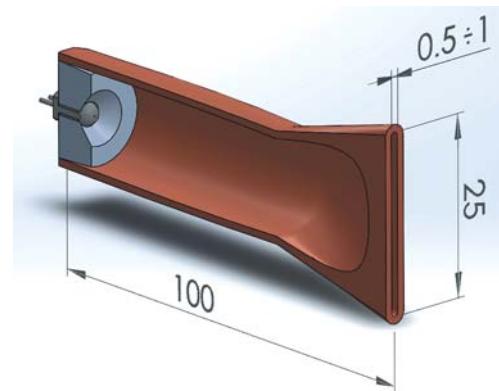


Рис. 3. Схема фотодатчика для регистрации свечения за пределами ствола

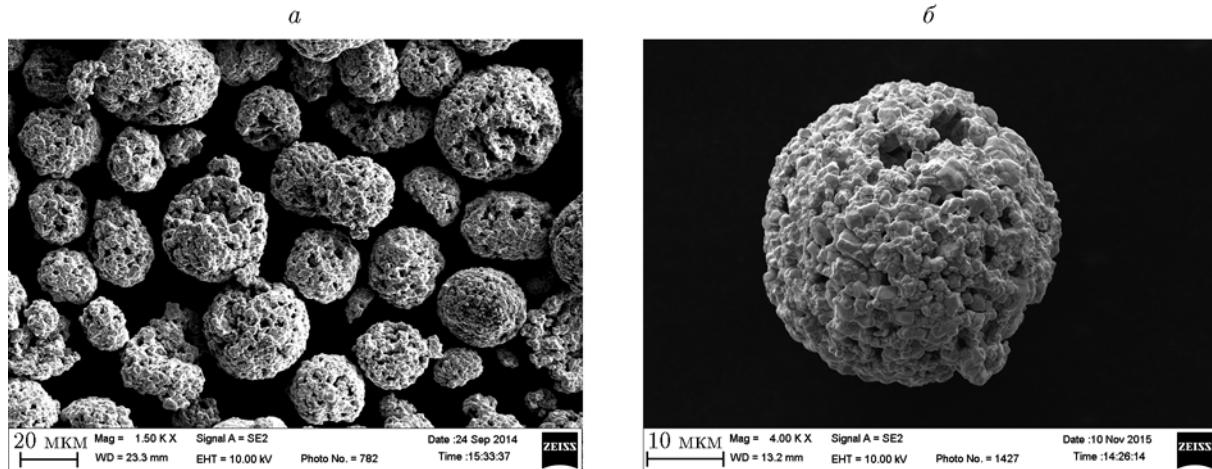


Рис. 4. Морфология частиц порошка

точной для регистрации ( $\approx 1$  В) интенсивности сигнала от порошка. Свечение ПД, фиксируемое фотодатчиками, расположенными на стенке дульной секции, подавлялось миллиметровыми отверстиями, через которые велась регистрация.

Эксперименты проводили с ацетилено-кислородной смесью, разбавленной азотом —  $1.23\text{C}_2\text{H}_2 + 1.31\text{O}_2 + 1.26\text{N}_2$ , с композитным порошком WC/Co (88/12) марки Praxair 1342VM, фракционный состав которого находится в диапазоне  $15 \div 45$  мкм. А поскольку ускорение частиц в газовом потоке сильно зависит от их размера, то для сокращения протяженности пакета летящих частиц (ширины сигнала свечения) из исходного порошка отсеивалась узкая фракция  $30 \div 40$  мкм. Частицы порошка имели близкую к сферической форму (рис. 4).

На один выстрел в ствол инжектировалась порция порошка суммарного объема около  $3 \text{ mm}^3$ , частицы распылялись по сечению ствола площадью  $2 \text{ cm}^2$  на длине порядка диаметра ствола, т. е. в объеме около  $3 \text{ cm}^3$ . Таким образом, уже в начальный момент расстояние между частицами достигало десятикратного их размера и увеличивалось по мере ускорения из-за различия размеров от 30 до 40 мкм, что практически исключало возможность их столкновения в полете.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численное исследование для проведенных экспериментов выполнено на основе квазидномерной математической модели, основные по-

ложения которой сформулированы в [7–9], но наиболее полно изложены в работе [10].

Модель позволяет описывать ускорение, нагрев, плавление и дробление неоднородных по составу (композитных) частиц вплоть до их вылета из ствола. При этом учитывается возможность частичного заполнения ствола взрывчатой смесью, когда частицы в зависимости от глубины их загрузки в стволе могут разгоняться потоком ударно-сжатого инертного газа и/или химически реагирующим потоком. Для композитных частиц (типа WC/Co) с массовым содержанием легкоплавкого материала  $\varepsilon = (m_{p1}/m_p)$ , где  $m_p = m_{p1} + m_{p2}$  — масса частицы, расчет средних значений удельной теплоемкости  $c_p$  и плотности  $\rho_p$  частицы проводился следующим образом:

$$c_p = \varepsilon c_{p1} + (1 - \varepsilon) c_{p2}, \quad \rho_p = \frac{\rho_{p1}\rho_{p2}}{\varepsilon\rho_{p2} + (1 - \varepsilon)\rho_{p1}},$$

где индексами 1 и 2 обозначены параметры, относящиеся соответственно к легкоплавкой и тугоплавкой составляющим частицы.

Температура продуктов детонации  $3000 \div 4500$  К позволяет достигать температуры плавления легкоплавких материалов  $T_{m1}$ . В результате твердые частицы превращаются в жидкие капли, которые за счет взаимодействия с газовым потоком могут дробиться на «осколки». Анализ процесса детонационного напыления в [9] показал, что основным критерием, определяющим механизм разрушения частиц, является число Вебера  $We$ , характеризующее отношение сил инерции к поверхностным силам:  $We = \rho d_p(u - u_p)/\sigma_p$ , где  $\rho$ ,  $u$  — текущие плотность и массовая

скорость нестационарного газового потока, обтекающего частицу,  $\sigma_p$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкой капли,  $d_p$ ,  $u_p$  — соответственно диаметр и скорость частицы. За фронтом детонационной волны реализуется механизм дробления исходной капли на несколько почти эквивалентных по размеру «осколков». Причем дробление происходит, если число  $We$  превышает критическое значение  $We_{cr} = 2\pi \approx 6.28$ .

Эти положения пригодны прежде всего для однородных по составу частиц. При плавлении легкоплавкого материала композитных частиц формируются неоднородные капли, в которых «плавают» частицы твердой фазы (зерна тугоплавкого материала). Для таких капель механизмы и критерии разрушения недостаточно изучены. Ясно, что при температуре частиц  $T_s$  меньше температуры плавления тугоплавкого материала  $T_{m2}$  размер «осколков» не может быть меньше размеров зерен  $d_{s2}$ .

С учетом этого при проведении численного исследования полагали: 1) разрушение композитных частиц возможно лишь при полном расплавлении легкоплавкого материала; 2) дробление расплавленной частицы происходит мгновенно на две эквивалентные по массе сферические капли диаметром  $d_p$  ( $d_p < d_{p0}$ , где  $d_{p0}$  — исходный диаметр твердой частицы) и продолжается до тех пор, пока  $We > We_{cr}$  и  $d_s > d_{s2}$ ; 3) коэффициент поверхностного натяжения жидкой капли  $\sigma_s = \sigma_{s1}$ .

Математическая постановка задачи была адаптирована к условиям проведения эксперимента. Так, камера сгорания диаметром  $d = 16$  мм имела длину  $L_c = 1.14$  м. Дульная часть длиной  $L_b = 0.3$  м представляла собой конически расширяющийся патрубок с углом  $\varphi$  (на сторону), который в расчетах мог варьироваться. Таким образом, общая длина  $L = L_c + L_b$  профилированного ствола составляла 1.44 м.

Как и в эксперименте, камера сгорания перед выстрелом была заполнена газовой взрывчатой смесью  $1.23\text{C}_2\text{H}_2 + 1.31\text{O}_2 + 1.26\text{N}_2$  с расчетной скоростью детонации Чепмена — Жуге  $D = 2547$  м/с, в дульной секции находился азот, а вне ствола — воздух при стандартных начальных условиях (давление  $p_0 = 101\,325$  Па, температура  $T_0 = 298.15$  К).

Расчеты выполнены для единичных частиц WC/Co (88/12) ( $\varepsilon = 0.12$ ) исходного диаметра  $d_{s0} = 30 \div 40$  мкм. Техофизические характеристики для материалов (кобальт с тем-

пературой плавления  $T_{m1} = 1\,767$  К и карбид вольфрама с  $T_{m2} = 3\,058$  К), входящих в состав данных композитных частиц, приведены в [10].

Перед выстрелом частицы располагались на границе между дульной секцией и камерой сгорания ствола. Таким образом, для всех частиц глубина загрузки, отсчитываемая от среза ствола, составляла 300 мм. Разгон и нагрев высокоскоростным и высокотемпературным потоком продуктов детонации начинался через время  $L_c/D = 447.5$  мкс от момента инициирования детонации во взрывчатой смеси.

Для каждой частицы рассчитывали время  $t$  прохождения частицей дульной секции вплоть до ее вылета из ствола, скорость  $u_p$ , температуру  $T_p$  и текущий диаметр  $d_p$ . Отметим, что если при обтекании частицы потоком продуктов детонации внутри ствола реализуются условия для дробления частицы, то ее текущий диаметр  $d_p$  будет меньше, чем исходный  $d_{p0}$ .

Место ввода частиц в ствол совпадает с положением контактной границы между взрывчатой смесью и воздухом. Это означает, что разгон и нагрев частиц в стволе осуществляются в волне разрежения, сформированной при распаде разрыва при выходе детонационной волны на контактную границу и дальнейшем истечении продуктов детонации из ствола. В волне разрежения происходит ускорение газового потока с одновременным снижением его температуры.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперимент по регистрации детонации пьезодатчиками 3 и 4 (см. рис. 1) подтвердил хорошее соответствие с расчетом скорости детонации. Отличие времен прохождения детонации составляет менее 2 % ( $t_{exp} \approx 456.0$  мкс,  $t_{calc} = 447.5$  мкс).

Временное разрешение фотодатчика было протестировано по записи свечения детонационного фронта. Для этого фотоэлемент устанавливался в окне на стыке секций детонационного канала напротив датчика давления, которым проводился запуск осциллографа, записывавшего сигнал фотодатчика. Согласно осциллограмме сигнала, приведенной на рис. 5, разрешающая способность такого устройства не ниже 15 мкс.

Как следует из результатов расчетов, представленных на рис. 6, на расстоянии 50 мм от места старта частицы разогреты

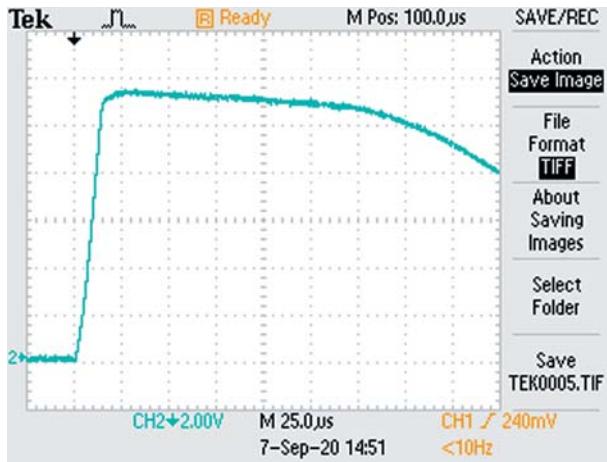


Рис. 5. Осциллографмма записи самосвечения детонационного фронта

до температуры плавления кобальта (1 767 К) (рис. 6, а), что выше температуры начала самосвечения ( $\approx 1000$  К). Это позволяет надежно регистрировать движение частиц, начиная с позиции первого фотодатчика.

Следует также отметить, что основное ускорение порошка происходит на участке до 100 мм, за которым частицы практически уже не ускоряются (рис. 6, б).

Для регистрации движения порошка осциллограф запускался сигналом пьезодатчика 4 (см. рис. 1) от прохождения детонационного фронта через место стыка секций канала, и по четырем каналам записывались сигналы фотодатчиков 6, фиксировавших свечение пролетающих частиц. В момент запуска начиналось движение инжектированных в это место частиц, что обеспечивало регистрацию по сигналам фотодатчиков  $x(t)$ -диаграммы движения пакета частиц порошка, ускоряемого ПД. Типичная осциллографмма от датчиков на стенке дульной секции представлена на рис. 7.

Все сигналы имеют ярко выраженный максимум, определяемый максимальной плотностью частиц среднего размера. Передняя граница сигнала соответствует мелким, быстрее летящим частицам, а задняя — крупным, летящим медленнее. Поскольку расплавленные внутри ствола частицы, согласно модели, дробятся, из ствола вылетают частицы меньшего размера. В зависимости от условий возможно одно-, двух- и даже трехкратное дробление с уменьшением размера вдвое.

Построенные по результатам эксперимента  $x(t)$ -диаграммы вместе с соответствующими

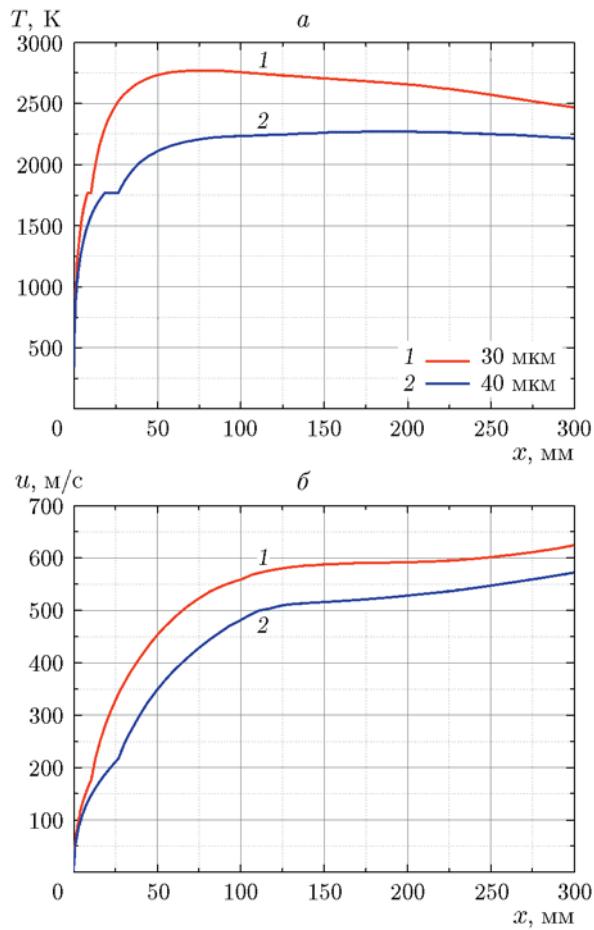


Рис. 6. Расчетные зависимости температуры (а) и скорости (б) частиц при ускорении в расширяющемся ( $\varphi = 2^\circ$ ) канале

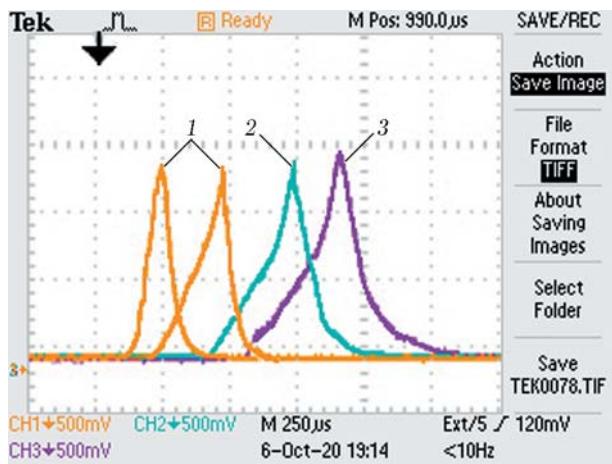
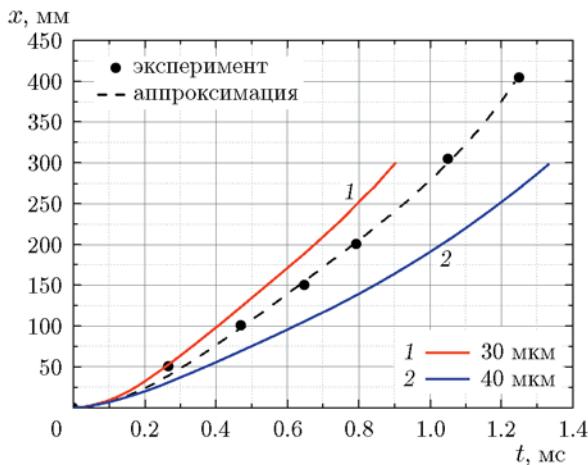
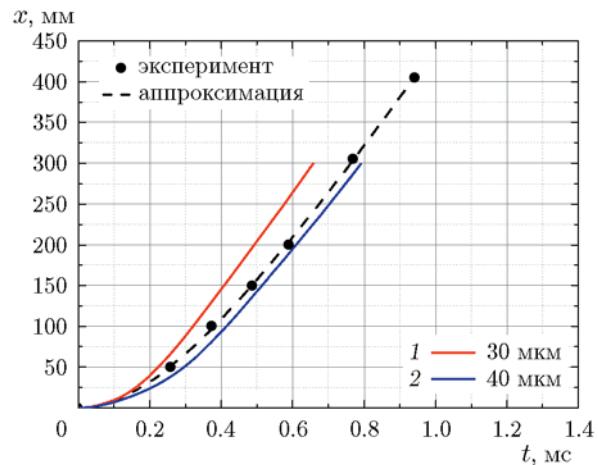
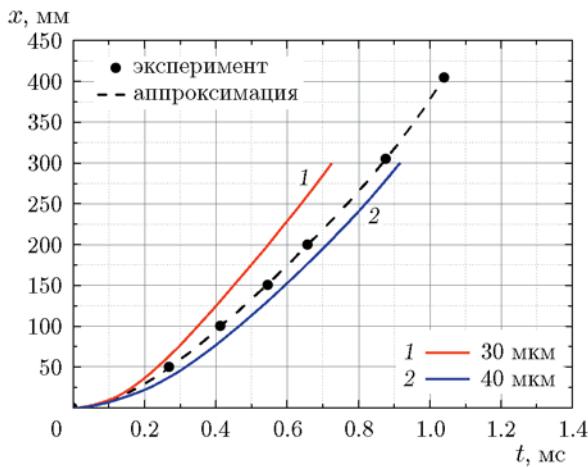
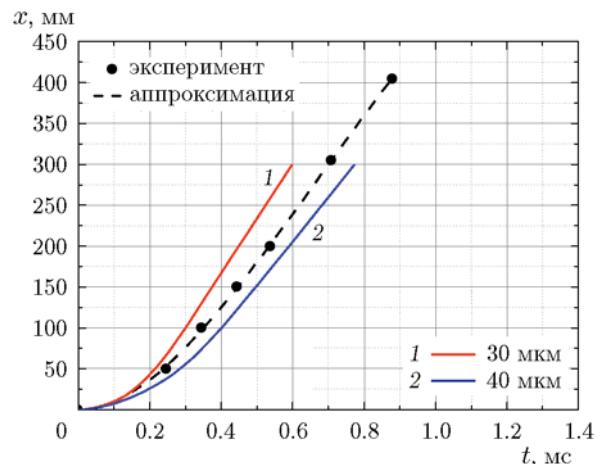


Рис. 7. Запись свечения пролетающего в канале порошка четырьмя фотодатчиками

Рис. 8.  $x(t)$ -Диаграммы для прямого стволаРис. 10.  $x(t)$ -Диаграммы при угле дульной секции  $\varphi = 2^\circ$ Рис. 9.  $x(t)$ -Диаграммы при угле дульной секции  $\varphi = 1^\circ$ Рис. 11.  $x(t)$ -Диаграммы при угле дульной секции  $\varphi = 3^\circ$ 

ми расчетными диаграммами для частиц на границах исходного фракционного состава ( $30$  и  $40 \text{ мкм}$ ) представлены рис. 8–12.

Для всех углов расширения дульной секции ( $\varphi$ ) экспериментальные данные ложатся в диапазон, ограниченный расчетными зависимостями для границ фракционного состава исходного порошка. В прямом канале экспериментальные точки находятся почти строго в середине диапазона, затем по мере увеличения угла расширения они смещаются к нижней границе ( $40 \text{ мкм}$ ) и практически сливаются с ней при  $\varphi = 2^\circ$ , далее тенденция меняется на противоположную и при  $\varphi = 4^\circ$  экспериментальные точки снова оказываются в середине диапазона. Вероятнее всего, это связано с изменением динамики дробления при разных уг-

лах расширения. В расчетах, представленных на рис. 8–12, дробление ничем не ограничено и идет до тех пор, пока выполняется ранее сформулированный критерий Вебера. Если же предположить, что степень дробления меняется с изменением угла и, например, при  $\varphi = 2^\circ$  частицы дробятся лишь однократно, то соответствующие расчетные зависимости станут менее крутыми и экспериментальные точки окажутся в середине такого «коридора с ограничением дробления». Как бы то ни было, сравнение показывает очень хорошее соответствие расчета и эксперимента: максимальный разброс расчета по времени не выходил за погрешность измерения  $\pm 20 \text{ мкс}$ .

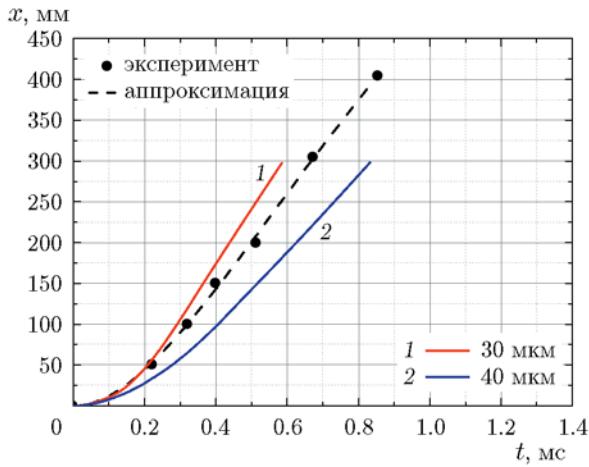


Рис. 12.  $x(t)$ -Диаграммы при угле дульной секции  $\varphi = 4^\circ$

Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются степенными функциями (штриховые кривые на рис. 8–12):

$$\varphi = 0: \quad x = 304t^4 - 757t^3 + 732t^2;$$

$$\varphi = 1^\circ: \quad x = 422t^4 - 943t^3 + 899t^2;$$

$$\varphi = 2^\circ: \quad x = 246t^4 - 740t^3 + 937t^2;$$

$$\varphi = 3^\circ: \quad x = 166t^4 - 745t^3 + 1052t^2;$$

$$\varphi = 4^\circ: \quad x = 460t^4 - 1321t^3 + 1349t^2.$$

Дифференцируя эти интерполяционные зависимости, можно, начиная уже с позиции первого датчика, вполне адекватно описать эволюцию скорости в эксперименте. Расчетную скорость и такую обработку данных эксперимента иллюстрирует рис. 13.

Результаты обработки скоростей эксперимента также укладываются в расчетный диапазон. При этом из-за большой дискретности шага измерения (50 и 100 мм) на экспериментальных графиках сглаживаются детали немонотонного изменения скорости, хорошо заметные в расчете. Расчетные и экспериментальные данные по параметрам частиц на выходе из всех исследуемых каналов суммированы в таблице.

Измерение вне ствола показывает, что в прямом канале, как и в экспериментах [17], скорость частиц продолжает увеличиваться и за

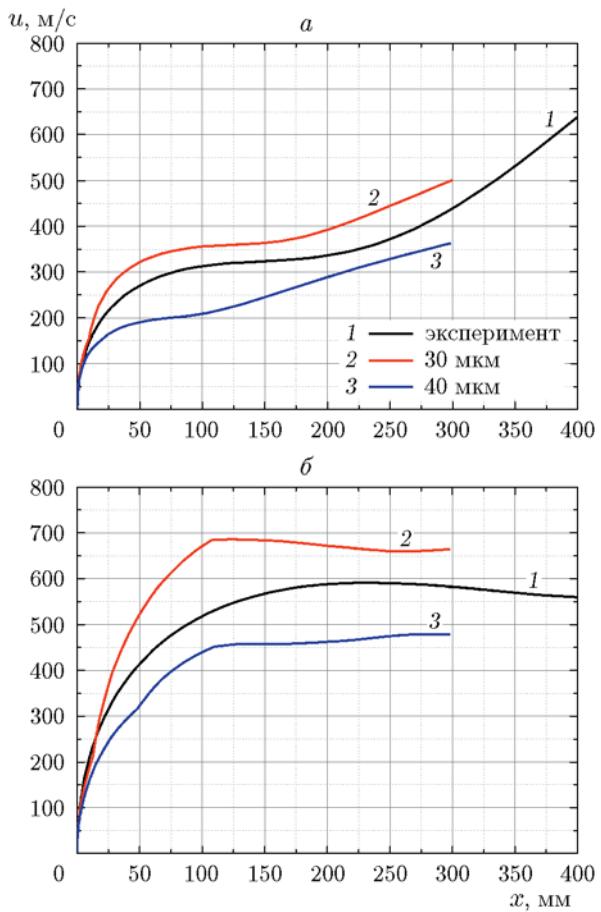


Рис. 13. Зависимости скорости частиц от положения частиц в дульной секции:  
 $a$  — прямой канал,  $\beta$  — с расширением  $4^\circ$

его пределами. Причем ускорение еще сохраняется при  $\varphi = 1^\circ$ . Однако при дальнейшем увеличении угла наблюдается заметное торможение с падением скорости на дистанции 100 мм за пределами ствола почти на 20 % при  $\varphi = 4^\circ$  (рис. 13,  $\beta$ ), что связано как с существенно выросшей скоростью на выходе из ствола, так и с падением динамического напора из-за сильного расширения канала.

В экспериментах скорость вылета растет от 440 до 604 м/с по мере увеличения угла до  $\varphi = 3^\circ$ , а при  $\varphi = 4^\circ$  уже фиксируется хотя и незначительное, но явное снижение скорости до 581 м/с. При этом время вылета при  $\varphi = 4^\circ$  еще несколько (на 400 мкс) уменьшается из-за большего, чем при  $\varphi = 3^\circ$ , ускорения на начальном участке. Дальнейшую эволюцию иллюстрируют расчеты с вариацией угла расширения в пределах  $\varphi = 0 \div 10^\circ$ . Результаты рас-

$\varphi$ , град	Эксперимент		Расчет				
	$t$ , мс	$u$ , м/с	$d_{p0}$ , мкм	$t$ , мс	$u$ , м/с	$T_p$ , К	$d_p$ , мкм
0	1.05	440	30	0.90	505	2 607	15
			40	1.33	364	2 443	37.7
1	0.88	539	30	0.72	529	2 499	15
			40	0.92	596	2 315	20
2	0.77	576	30	0.66	625	2 468	15
			40	0.79	572	2 215	20
3	0.71	604	30	0.60	674	2 499	15
			40	0.77	565	2 146	20
4	0.67	581	30	0.59	664	2 507	15
			40	0.83	479	2 048	25.2

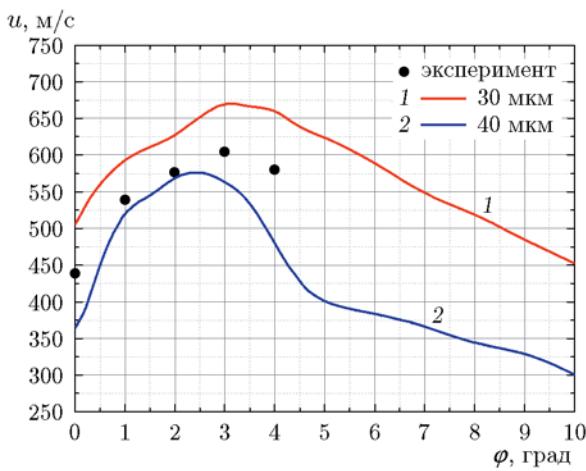


Рис. 14. Зависимость скорости частиц от угла расширения дульной секции

чата скорости частиц представлены на рис. 14, где точки соответствуют экспериментальным измерениям на выходе из канала.

Видно, что при увеличении расширения дульной секции скорость вылета частиц растет, приближаясь к максимуму в районе  $\varphi = 2 \div 4^\circ$ , после чего рост сменяется снижением и вблизи  $\varphi = 8^\circ$  «ускорительный эффект» уширения детонационного канала полностью нивелируется. В максимуме скорость вылета мелких частиц увеличивается почти на 35 %, а скорость крупных частиц — почти на 60 %. Описываемая расчетом тенденция хорошо согласуется с экспериментом. По результатам эксперимента максимальный прирост скорости вылета

пакета частиц из канала наблюдается при  $\varphi = 3^\circ$  и превышает 40 %.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые проведено исследование ускорения дисперсных частиц продуктами газовой детонации в расширяющихся каналах.

Разработана новая методика регистрации движения пакета порошковых частиц внутри детонационного канала и за его пределами путем регистрации свечения частиц, нагреваемых продуктами детонации. Сконструированы фотодатчики с разрешающей способностью около 20 мкс, с помощью которых диаграммы движения частиц фиксируются с погрешностью не более 2 %. Получены данные по ускорению дисперсных частиц порошка с вариацией угла расширения канала от 0 до  $4^\circ$ .

Выполнены квазиодномерные расчеты с вариацией угла расширения в диапазоне  $0 \div 10^\circ$ , которые показали возможность дополнительного ускорения частиц на десятки процентов за счет расширения «разгонного участка» детонационного канала с максимумом эффекта вблизи угла  $3^\circ$ . Показано, что прирост в значительной степени связан с дроблением порошкового материала при переходе его в жидкое состояние. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментом.

Расширение детонационного канала до  $3^\circ$  с целью увеличения скорости порошкового материала можно рекомендовать для реализации

различных технологических процессов с использованием газовой детонации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Huang P. C., Heberlein J., Pfender E. Particle behavior in a two-fluid turbulent plasma jet // Surf. Coat. Technol. — 1995. — V. 73, N 3. — P. 142–151. — DOI: 10.1016/0257-8972(94)02382-4.
2. Mariaux G., Baudry C., Vardelle A. M. 3-D modeling of gas flow and particle spray jet in plasma spraying // Proc. ITSC, Singapore. — 2001. — P. 933–942.
3. Гуляев И. П., Солоненко О. П. Моделирование поведения полых частиц ZrO<sub>2</sub> в плазменной струе с учетом их термического расширения // Теплофизика и аэромеханика. — 2013. — Т. 20, № 6. — С. 789–802.
4. Klinkov S. V., Kosarev V. F., Sova A. A., Smurov I. Calculation of particle parameters for cold spraying of metal-ceramic mixtures // J. Therm. Spray Technol. — 2009. — V. 18, N 5-6. — P. 944–956. — DOI: 10.1007/s11666-009-9346-x.
5. Li M., Christofides P. D. Modeling and analysis of HVOF thermal spray process accounting for powder size distribution // Chem. Eng. Sci. — 2003. — V. 58, N 3-6. — P. 849–857. — DOI: 10.1016/S0009-2509(02)00616-4.
6. Li M., Shi D., Christofides P. D. Model-based estimation and control of particle velocity and melting in HVOF thermal spray // Chem. Eng. Sci. — 2004. — V. 59, N 22-23. — P. 5647–5656. — DOI: 10.1016/j.ces.2004.06.049.
7. Бойко В. М., Григорьев В. В., Ждан С. А., Карнаухов А. А., Папырин А. Н. Исследование динамики ускорения и нагрева металлических частиц за детонационной волной // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 4. — С. 133–136.
8. Прохоров Е. С. Динамика разгона и нагрева мелкодисперсных частиц пересжатыми детонационными волнами // Динамика сплошной среды. — 1984. — Вып. 68. — С. 108–115.
9. Ждан С. А. Численное моделирование динамики двухфазного потока в стволе детонационной установки при учете дробления частиц // Вопросы использования детонации в технологических процессах: сб. науч. тр. — Новосибирск: Ин-т гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО АН СССР, 1986. — С. 63–70.
10. Карамышева С. А., Прохоров Е. С. Влияние формы и степени заполнения ствола взрывчатой смесью на параметры разгона частиц в установках детонационного напыления // Вопросы использования детонации в технологических процессах: сб. науч. тр. — Новосибирск: Ин-т гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО АН СССР, 1986. — С. 105–118.
11. Mauer G., Vaßen R., Stöver D. Plasma and particle temperature measurements in thermal spray: Approaches and applications // J. Therm. Spray Technol. — 2011. — V. 20, N 3. — P. 391–406.
12. Mauer G., Vaßen R., Stöver D. Detection of melting temperatures and sources of errors using two-color pyrometry during in-flight measurements of atmospheric plasma-sprayed particles // Int. J. Thermophys. — 2008. — V. 29. — P. 764–786. — DOI: 10.1007/s10765-008-0422-0.
13. Gulyaev I. P., Dolmatov A. V., Kharlamov M. Yu., Gulyaev P. Yu., Jordan V. I., Krivtsun I. V., Korzhyk V. M., Demyanov O. I. Arc-plasma wire spraying: An optical study of process phenomenology // J. Therm. Spray Technol. — 2015. — V. 24, N 11. — P. 1566–1573. — DOI: 10.1007/s11666-015-0356-6.
14. Sova A., Kosarev V. F., Papyrin A., Smurov I. Effect of ceramic particle velocity on cold spray deposition of metal-ceramic coatings // J. Therm. Spray Technol. — 2011. — V. 20. — P. 285–291.
15. Клинков С. В., Косарев В. Ф., Ряшин Н. С. Сравнение результатов экспериментов и моделирования холодного газодинамического напыления за маской. Часть 2 // Теплофизика и аэромеханика. — 2017. — Т. 24, № 2. — С. 221–232.
16. Zois D., Wentz T., Dey R., Sampath S., Weyant C. M. Simplified model for description of HVOF NiCr coating properties through experimental design and diagnostic measurements // J. Therm. Spray Technol. — 2013. — V. 22, N 2-3. — P. 299–315. — DOI: 10.1007/s11666-013-9888-9.
17. Ulianitsky V., Shtertsler A., Zlobin S., Smurov I. Computer-controlled detonation spraying: From process fundamentals toward advanced applications // J. Therm. Spray Technol. — 2011. — V. 20, N 4. — P. 791–801. — DOI: 10.1007/s11666-011-9649-6.
18. Champagne V. K., Jr, Helfritch D. J., Dinavahi S. P. G., Leyman P. F. Theoretical and experimental particle velocity in cold spray // J. Therm. Spray Technol. — 2011. — V. 20, N 3. — P. 425–431. — DOI: 10.1007/s11666-010-9530-z.
19. Nasif G., Barron R. M., Balachandar R., Villafuerte J. Numerical assessment of miniaturized cold spray nozzle for additive manufacturing // Int. J. Numer. Methods Heat Fluid Flow. — 2019. — V. 29, N 7. — P. 2277–2296. — DOI: 10.1108/HFF-10-2018-0553.
20. Jafari H., Emami S., Mahmoudi Y. Numerical investigation of dual-stage high velocity oxy-fuel (HVOF) thermal spray process: A study on nozzle geometrical parameters // Appl. Therm. Eng. — 2017. — V. 111. — P. 745–758. — DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2016.09.145.
21. Батраев И. С., Прохоров Е. С., Ульяницкий В. Ю. Разгон и нагрев порошковых частиц продуктами газовой детонации в каналах

- с коническим переходом // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 3. — С. 78–86.
22. **Батраев И. С., Прохоров Е. С.** Совершенствование технологии детонационного напыления за счет профилирования ствола установки // Упрочняющие технологии и покрытия. — 2018. — Т. 14, № 6. — С. 252–256.
23. **Ульяницкий В. Ю.** CCDS2000 — оборудование нового поколения для детонационного напыления // Упрочняющие технологии и покрытия. — 2013. — № 10. — С. 36–41.
24. **Батраев И. С., Васильев А. А., Ульяницкий В. Ю., Штерцер А. А., Рыбин Д. К.** Исследование газовой детонации переобогащенных смесей углеводородов с кислородом // Физика горения и взрыва. — 2018. — Т. 54, № 2. — С. 89–97. — DOI: 10.15372/FGV20180210.

*Поступила в редакцию 18.11.2020.*

*После доработки 28.12.2020.*

*Принята к публикации 19.02.2021.*

---