

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СОПЛА ПРИ МЕТАНИИ ЧАСТИЦ ПОТОКОМ ПРОДУКТОВ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В ТРУБАХ

УДК 532.57+621.375

В. В. Григорьев

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

Представлены результаты экспериментального исследования разгона сферических инертных частиц (диаметром 30–170 мкм) газовой детонацией в трубах с насадками. Показано, что применение расширяющихся насадков приводит к увеличению скорости частиц до 40%. Для получения фоторазверток движения частиц применялась лазерная визуализация.

Как показывают результаты экспериментов и численного моделирования [1, 2], при истечении продуктов детонации (ПД) из трубы на ее открытом конце устанавливается звуковая поверхность. В трубе течение дозвуковое, а вне ее — сверхзвуковое. Идея применения сопла при разгоне частиц заключается в том, чтобы уже в трубе получить сверхзвуковое течение и усилить динамическое воздействие ПД на частицы. Сверхзвуковой поток газа должен увеличить не только максимально возможную скорость частиц, но и их ускорение. Последнее не гарантируется увеличением только массовой скорости ПД. Поэтому рассчитаем, как влияет применение сопла на динамический напор ПД.

ДИНАМИЧЕСКИЙ НАПОР ПД

Рассмотрим стационарное течение ПД в трубе с переменной площадью поперечного сечения. Потери на трение и теплоотвод в стенки сопла пренебрежем.

Из уравнения неразрывности, записанного для критического сечения площадью S_0 и произвольного сечения сопла S , получим уравнение для динамического напора:

$$\frac{\rho u^2}{\rho_0 c_0^2} = \frac{S_0}{S} \frac{u}{c_0}.$$

Здесь ρ , u — плотность и массовая скорость газа; c_0 — скорость звука в критическом сечении.

Воспользовавшись известными уравнениями для S/S_0 и u/c_0 для одномерного течения газа [3], получим систему уравнений, которая в параметрическом виде задает зависимость динамического напора от площади сечения трубы S :

$$\frac{S}{S_0} = \frac{1}{M} \left(\frac{2 + (\gamma - 1) M^2}{\gamma + 1} \right)^{(\gamma + 1)/2(\gamma - 1)}, \quad \frac{\rho u^2}{\rho_0 c_0^2} = \frac{M}{S/S_0} \left(\frac{2 + (\gamma - 1) M^2}{\gamma + 1} \right)^{-1/2},$$

где γ — показатель адиабаты, M — число Маха потока ПД в произвольном сечении трубы. В критическом сечении $M_0 = 1$.

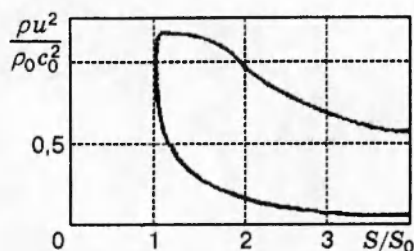


Рис. 1

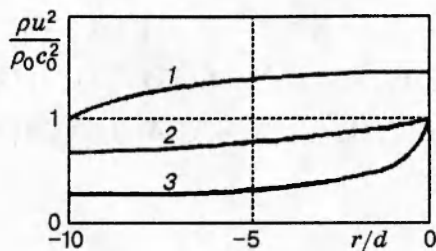


Рис. 2

Полученный результат справедлив как для сверхзвукового, так и дозвукового течения, т. е. для течения газа в трубе до критического сечения.

На рис. 1 представлена зависимость динамического напора, отнесенного к динамическому напору в критическом сечении, от S/S_0 . Верхняя ветвь до $S/S_0 = 1$ — сверхзвуковое течение, нижняя — дозвуковое. Динамический напор слабо зависит от величины γ при ее характерных значениях для ПД. Результаты расчетов для $\gamma = 1,1$ и $1,3$ отличаются не более чем на 5%. Интересно, что расширение трубы после критического сечения до $S/S_0 \approx 1,2$ приводит к возрастанию динамического напора, затем начинается его уменьшение и при $S/S_0 > 2$ динамический напор становится меньше, чем в критическом сечении.

Итак, использование сопла с увеличением площади поперечного сечения до двух раз увеличивает динамический напор ПД. Полученные результаты для дозвукового течения важны для анализа сужающихся насадков, используемых для изменения формы поперечного сечения струи ПД с частицами. Рис. 2 иллюстрирует преимущества использования расширяющегося сопла. На нем изображены качественные зависимости относительного динамического напора от безразмерной координаты r/d (r — продольная координата, d — диаметр трубы) в трубе — для расширяющегося насадка (кривая 1), прямой трубы (2) и сужающегося насадка (3). Значения r/d соответствуют: 0 — открытому концу трубы или насадка; -10 — критическому сечению сопла.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3. Цилиндрическая детонационная труба 2 снабжена секцией с катапультной и соплом (длиной 0,2 м и с углом наклона образующей $\alpha = 2,9^\circ$) с щелевым окном. Катапульта использовалась для ввода частиц в поток перед выстрелом. Выбор геометрии определялся требованием минимального воз-

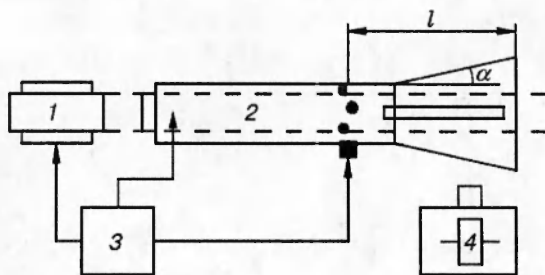


Рис. 3

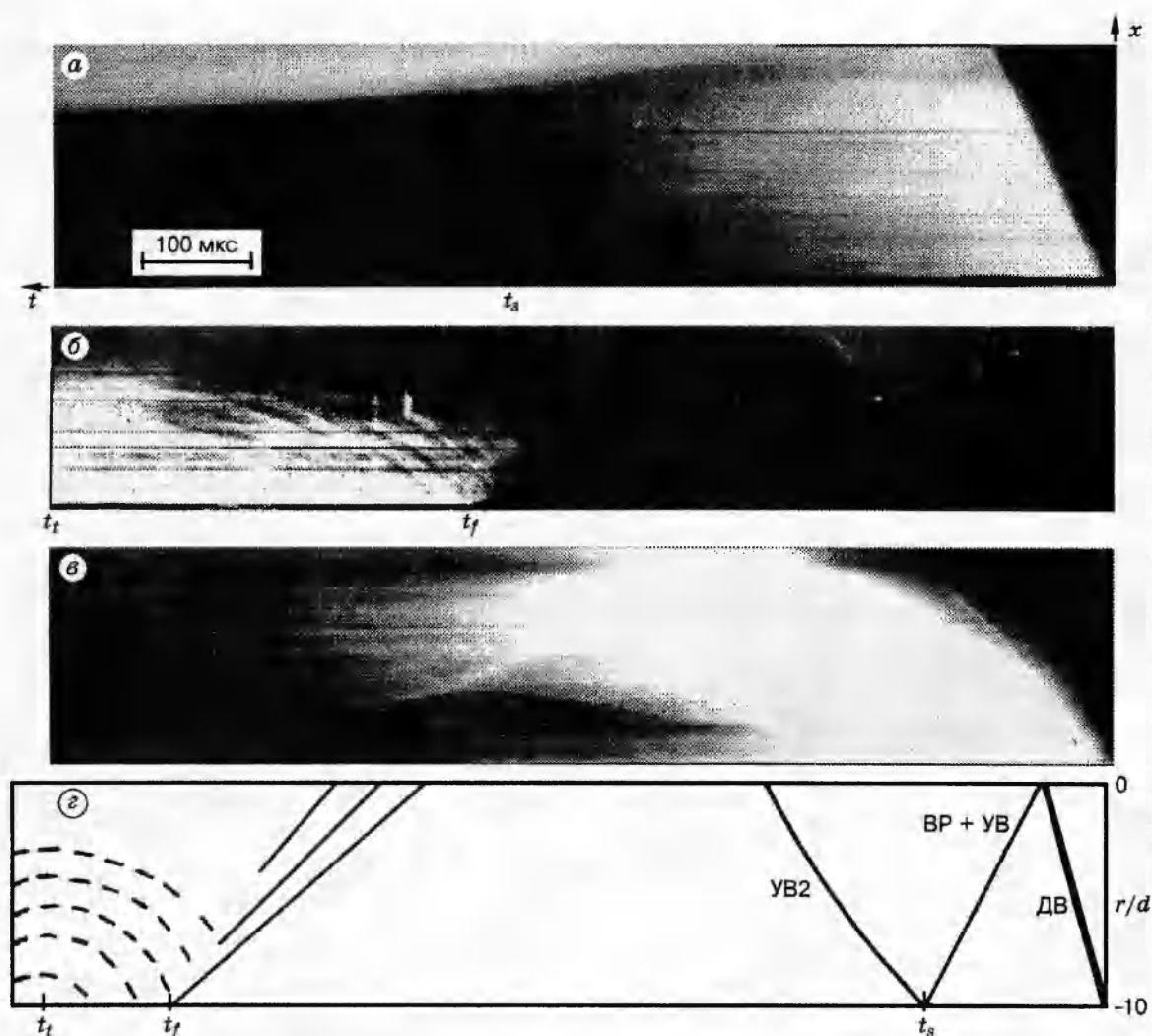


Рис. 4

действия на детонационную волну (ДВ). Детонационная труба оборудована системами вакуумирования, заполнения горючей газовой смесью и инициирования детонации. Смесью поджигалась у закрытого конца трубы. Скорость частиц V измерялась методом лазерной визуализации. Для подсветки частиц применялся импульсный твердотельный лазер ГОР-100М 1. Лазерный луч вводился вдоль оси трубы через окно в ее закрытом торце. Рассеянное на частицах излучение фиксировалось фоторегистратором 4 на движущуюся фотопленку. Погрешность измерения скорости частиц составляла $\Delta V = 3-5\%$. Система синхронизации 3 обеспечивала необходимую последовательность запуска приборов.

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ ПД ЧЕРЕЗ СОПЛО

Первые исследования были направлены на изучение структуры течения ПД через сопло. Цель экспериментов — определение времени перехода на сверхзвуковой режим и продолжительность сверхзвукового течения в сопле.

Рассмотрим структуру течения. На рис. 4 представлены фоторазвертки течения ПД горючей смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ в сопле: a — начальный этап, переход сопла на сверхзвук;

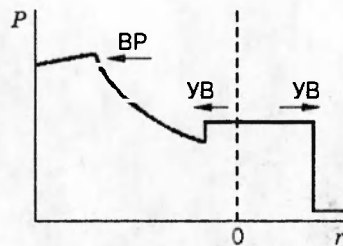


Рис. 5

б — конечный этап, переход на дозвуковое течение; в — начальный этап в случае расположения контактной границы горячая смесь — воздух в сопле; г — схема течения ПД через сопло. На фоторазвертке рис. 4,а видно, что ДВ проходит сопло без изменения скорости фронта. После того, как ДВ достигает конца трубы, происходит распад разрыва, и начинается движение волны разрежения (ВР) в сопло. Из-за неоднородности потока в сопле в ВР происходит перерасширение газа. Это приводит к возникновению ударной волны (УВ). Получается структура волн, изображенная на рис. 5. Подобная структура получена в [4] при решении задачи об ударной волне в воздухе, возникающей от области высокого давления и температуры.

После прохождения ВР через критическое сечение, происходит переход сопла на сверхзвуковой режим. Этот момент времени обозначим t_s . В критическом сечении образуется звуковая поверхность, и от нее в сопло распространяется сверхзвуковое течение. При этом по соплу движется УВ (см. рис. 4,в), которая разделяет дозвуковое и сверхзвуковое течения. Подобная структура при запуске сопла ударной волной описана в [5], возникающая вторичная УВ названа тормозящей (УВ2). После выхода тормозящей УВ из сопла весь поток в нем сверхзвуковой.

Течение через сопло некоторое время остается сверхзвуковым. Это время, обозначаемое t_w , определяется объемом трубы, из которой истекают ПД. Вне сопла наблюдается характерная картина сверхзвукового течения. В сопле течение, по-видимому, однородно. Волны сжатия, характерные при образовании струй в сопле [5], не наблюдаются.

При замедлении течения волны сжатия начинают подниматься вверх по потоку (см. рис. 4,б), как и в случае прямой трубы [1]. Когда они достигают критического сечения, происходит переход на дозвуковое течение. Этот момент времени обозначим t_f . Тогда $t_w = t_f - t_s$. Истечение прекращается, когда давление в струе становится меньше атмосферного. Этот момент обозначим t_t . После этого начинается затекание воздуха в трубу.

Характерные времена для трубы длиной $L = 1$ м и диаметром $d = 20$ мм: $t_s = 0,3$, $t_w = 2,2$, $t_f = 2,5$, $t_t = 3,2$ мс. Картина течения через сопло оказалась подобной и для смеси пропан-бутан (ПБ) + $3O_2$. Большие отличия наблюдались только в траектории движения тормозящей УВ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Рассмотрим результаты экспериментов по метанию частиц в трубах с соплом. В экспериментах использовались ацетиленовые и пропан-бутановые горючие смеси: ($C_2H_2 + 2,5O_2$ и ПБ + $3O_2$) и сфероидезированные частицы Mo , Al_2O_3 , 75% WC + 25% Co, 70% WC + 30% Ni.

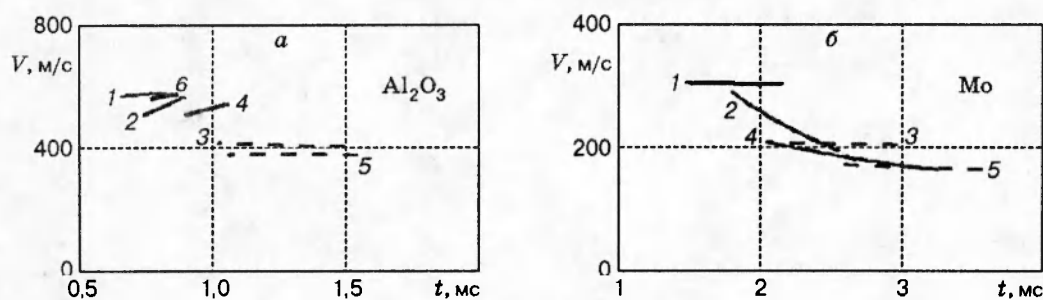


Рис. 6

На рис. 6, а, б представлены результаты экспериментов соответственно для частиц Al_2O_3 (диаметром $d_p = 87 \pm 7$ мкм) и Mo ($d_p = 160 \pm 20$ мкм). Приведены зависимости $V(t)$ (сплошные линии — сопло, штриховые — прямая труба), измеренные на расстоянии 35 мм от среза сопла при варьировании состава смеси (1, 2, 3, 6 — ПБ + 3O_2 , 4, 5 — $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$) и начальной координаты (глубины загрузки) частиц l , при полном и частичном заполнениях трубы смесью.

При одном и том же значении $l = 0,3$ м (линии 2–5) сопло увеличивает скорость частиц Al_2O_3 относительно прямой трубы на 33% для смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ и на 30% для смеси ПБ + 3O_2 . При разгоне в сопле происходит уплотнение облака частиц как за счет общего увеличения V , так и за счет более высокой скорости последних частиц. Это означает, что первые частицы летят не при оптимальных параметрах течения. Оценки времени пролета частицами критического сечения показывают, что оно меньше t_s . Более оптимальное использование параметров течения за счет увеличения l (см. рис. 6, а, линия 6, $l = 0,33$ м) привело не только к общему увеличению скорости, но и, главное, к ее выравниванию у всех частиц.

Далее рассмотрим метание частиц Mo . Для них параметр ρd_p , определяющий ускорение, в 6 раз больше, чем для частиц Al_2O_3 , поэтому они разгоняются существенно медленнее. Интересно, что треки частиц Mo видны на фоторазвертках после прекращения лазерного излучения. Температура частиц в смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ достаточна для регистрации их собственного теплового излучения. В смеси ПБ + 3O_2 температура ниже и треки частиц не регистрируются.

На рис. 6, б представлены результаты экспериментов для частиц Mo . В экспериментах варьировали длину трубы (линии 1 — $L = 1,35$ м; 2–5 — $L = 0,95$ м) и состав горючей смеси. В опытах с пропан-бутаном скорость частиц Mo несколько больше, чем в ацетиленовых смесях (как и в случае частиц Al_2O_3). Скорость частиц после сопла для обеих смесей в среднем на 15% больше, чем для прямой трубы. Разброс скоростей частиц после сопла составляет 30%. Причина большого разброса в том, что ко времени выхода последних частиц ($t = 2,5 \div 3$ мс $> t_f$) течение в сопле тормозится и переходит в дозвуковой режим. Как показали измерения, ускорение частиц Al_2O_3 продолжается на всем пути разгона, а ускорение частиц Mo прекратилось при $V = 200$ м/с. Это свидетельствует о переходе течения на дозвуковой режим. Высокие параметры потока не были использованы для разгона частиц Mo .

Чтобы увеличить время работы сопла, значение L увеличили в 1,4 раза. Для такой трубы время разгона частиц примерно равно времени работы сопла в оптимальном режиме. В этом случае скорость частиц после сопла (см. рис. 6, б, линия 1) на 40% превышает

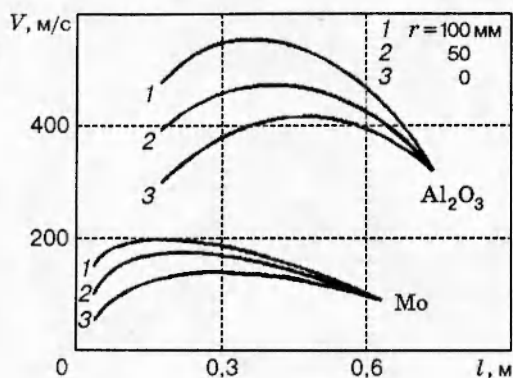


Рис. 7

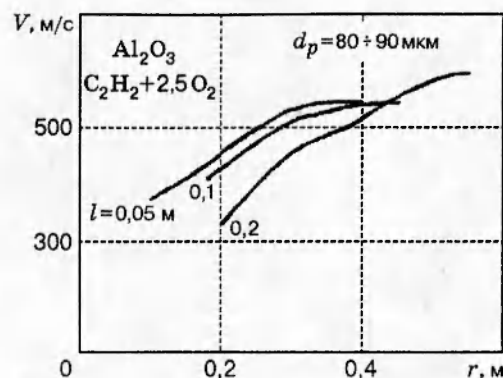


Рис. 8

скорость частиц для прямой трубы соответствующей длины. Скорости частиц в облаке выравнивались. Их различие не превышает 10 %, в то время как разброс диаметров 30 %. Причина в том, что крупные частицы разгоняются дольше и достигают примерно тех же значений V , что и мелкие.

Частицы состава 70 % WC + 30 % Ni с $d_p = 10 \div 45$ мкм разгонялись в сопле до $V = 400\text{--}600$ м/с. Аналогичные результаты получены и для трубы. А для частиц 75 % WC + 25 % Co с $d_p = 70 \div 90$ мкм скорость после сопла была 300–600 м/с, что даже несколько меньше, чем для трубы ($V = 300\text{--}700$ м/с). В этом случае существенную роль играет процесс дробления расплавленных частиц. Снижение V в сопле объясняется тем, что в нем температура ПД ниже, чем в трубе. Поэтому в сопле меньше возможности для дробления и испарения частиц.

Следует заметить, что в экспериментах не наблюдалось дробления частиц Mo и Al_2O_3 .

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ И СКОРОСТЬ ЧАСТИЦ ПРИ ЧАСТИЧНОМ ЗАПОЛНЕНИИ ТРУБЫ ГОРЮЧЕЙ СМЕСЬЮ

Время старта сопла t_s составляет небольшую часть времени его работы t_w . Но оно может быть существенным при метании подвижных частиц с малым значением ρd_p . Течение в сопле сразу будет сверхзвуковым, если через него пройдет достаточно сильная УВ. Чтобы получить УВ в сопле, были проведены эксперименты с частичным заполнением трубы горючей смесью. Заполнение трубы производилось без ее предварительного вакуумирования вытеснением воздуха горючей смесью, подаваемой со стороны закрытого конца трубы. Размытая контактная граница воздух — смесь находилась в области критического сечения.

В этом случае (см. рис. 4, в) звуковая поверхность установилась в критическом сечении сразу после прохождения ДВ, хотя ее переход в УВ произошел дальше в сопле. Но распространение сверхзвукового течения на все сопло происходит медленно. Это видно по движению тормозящей УВ. Основную роль в переводе всего сопла в сверхзвуковой режим вновь играет истечение ПД из трубы. Остальные характерные времена течения в сопле практически не изменились.

В некоторых случаях возникают сразу два комплекса «волна разрежения + волна сжатия»: от конца трубы и от контактной границы воздух — горючая смесь.

Результаты экспериментов показали, что при частичном заполнении трубы с соплом горючей смесью (см. рис. 6, *a*, линия 1) значения скорости частиц на 37% больше, чем в прямой трубе, и на 7% — чем при полном заполнении. Увеличение скорости в данном случае, несмотря на то, что время перехода сопла на сверхзвуковой режим не изменяется, вызвано спецификой механизма этого перехода. Установление сверхзвукового режима начинается с критического сечения сразу после прохождения УВ или ослабленной ДВ. Это приводит к появлению в критическом сечении волны разрежения, которая движется внутрь трубы. В результате частицы попадают в ВР раньше, чем при полном заполнении трубы. Недозаполнение сократило временной интервал между двумя первыми этапами разгона частиц: непосредственно за ДВ и в ВР.

РАЗГОН ЧАСТИЦ ВНЕ ТРУБЫ

При истечении ПД из трубы вне ее образуется сверхзвуковая струя. Получается естественное сопло с критическим сечением на конце трубы. Исследованы его возможности для разгона частиц. На рис. 7 представлены зависимости $V(l)$, измеренные на различных расстояниях r от конца трубы. Горючая смесь $C_2H_2 + 2,5O_2$, $L = 1,3$ м. Зависимости имеют максимум по l , величина которого обратно пропорциональна ρd_p частиц.

Сравним скорости частиц при одной и той же длине разгона $x = 0,3$ м в различных условиях. Если частицы ускоряются на 100 мм вне трубы, то они достигают больших скоростей, чем при разгоне в трубе: в случае Al_2O_3 — на 28% и Mo — на 25%. Этот прирост скорости немного уступает результатам, полученным для конического сопла.

Результаты исследования эффективности разгона частиц вне трубы представлены на рис. 8 в виде зависимостей $V(r)$ при варьировании начальной координаты l . Вне трубы частицы разгоняются быстрее, хотя максимальные достигнутые скорости примерно одинаковы во всех случаях. Измерения проведены на длине 0,35 м вне трубы. Видно, что поток ПД эффективно разгоняет частицы на этом расстоянии.

Использование сверхзвуковой струи очень перспективно для недробящихся мелких частиц, поскольку она формируется непосредственно по достижению ДВ среза трубы. Однако быстрое расширение струи (увеличение S в ~ 4 раза) приводит к уменьшению температуры ПД. Применение сопла позволяет получить больший динамический напор ПД при минимальном уменьшении их температуры.

РАЗГОН ЧАСТИЦ В СУЖАЮЩИХСЯ НАСАДКАХ

Различные конфузоры используются для изменения профиля поперечного сечения двухфазных струй. Рассмотрим влияние этих конфузоров на скорость частиц. В качестве конфузоров использовались овальные насадки (с поперечным размером b) переменной площади при постоянном периметре (рис. 9). Они получались обжатием трубы постоянного сечения. Заданный профиль формировался на конце насадка длиной 60 мм.

На рис. 10 представлены результаты измерений, полученных обработкой многоэкспозиционных фотографий движения сферических частиц Mo после вылета из трубы с насадком. Поперечный размер b насадка варьировался: линии 2, 4 — $b = 15$ мм, 3, 5 — $b = 10$ мм, 1 — труба постоянного диаметра $d = 25$ мм. Диаметр частиц $d_p = 140 \div 170$ мкм, общая длина трубы с насадком $L = 1,5$ м, начальная координата частиц $l = 0,33$ м, смесь ПБ

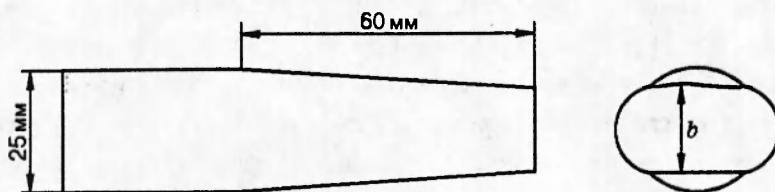


Рис. 9

+ $3O_2$. Частицы за срезом насадка делятся по скоростям на две группы. Первую (линии 2, 3) составляют частицы, которые не ударились о стенку насадка, а вторую (линии 4, 5) — ударившиеся, скорость которых существенно ниже. Уменьшение площади выходного сечения насадка (уменьшение b) приводит к снижению скорости частиц, не взаимодействующих со стенками насадка; например, в случае $b = 10$ мм скорость уменьшается на 25%. Кроме того, с уменьшением b увеличивается число частиц, взаимодействующих со стенками насадка; для того же значения $b = 10$ мм это уже половина частиц. Их скорость снизилась на 35% по сравнению с прямой трубой.

Истечение газа через сужающийся насадок можно рассматривать как течение через сопло с критическим сечением на конце насадка. Формирование заданного профиля насадка с сохранением периметра приводит к уменьшению площади сечения с минимумом на срезе. В этом случае можно использовать зависимость динамического напора ПД от площади сечения трубы для дозвукового течения (см. рис. 1). При $S/S_0 = 1,2$ динамический напор уменьшается в два раза относительно его значения в критическом сечении, т. е. на срезе трубы. Для насадка с $b = 10$ мм это происходит на расстоянии 20 мм от среза. Как показывают результаты численного моделирования [6], для прямой трубы на расстоянии 20 мм от среза те же параметры почти не изменились. Поэтому применение насадков с уменьшающейся площадью сечения приводит к уменьшению скорости частиц.

ВЫВОДЫ

Расширяющееся сопло переходит на сверхзвуковой режим, когда волна разрежения от открытого конца трубы подходит к критическому сечению. При частичном заполнении трубы горючей смесью переход происходит непосредственно после прохождения УВ критического сечения. Оценочные расчеты показали, что максимальные значения дина-

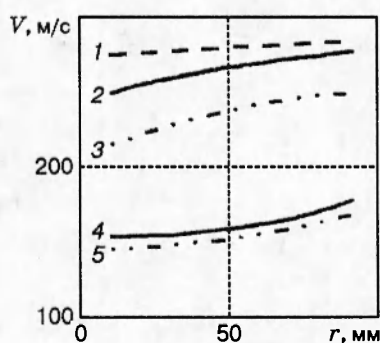


Рис. 10

мического напора продуктов детонации получаются при увеличении площади поперечного сечения на 20 %. При использовании расширяющегося сопла получено увеличение скорости частиц до 40 %. Применение сужающихся насадков приводит к уменьшению скорости частиц. Сверхзвуковой поток газа вне трубы продолжает разгонять или поддерживает высокие параметры скорости частиц на расстоянии до 20 калибров.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Gavrilenko T. P., Crigor'ev V. V., Zhdan S. A., et al. Acceleration of solid particles by gas detonation products // Combust. Flame. 1986. V. 66, N 2. P. 121–128.
3. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973.
4. Brode H. L. The blast wave in air resulting from a high temperature, high pressure sphere of air // Research Memorandum RM-1825-AEC. RAND Corporation, Santa Monica, Ca, 1956.
5. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977.
6. Ждан С. А. Моделирование двухфазного потока за детонационной волной // Динамика сплошной среды. Новосибирск, 1983. Вып. 62. С. 39–48.

*Поступила в редакцию 13/VI 1995 г.,
в окончательном варианте — 5/II 1996 г.*
