

УДК 533.6

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАПУСКА ПРОФИЛИРОВАННОГО СОПЛА УДАРНОЙ ТРУБЫ БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА

БРИТАН А. Б., ВАСИЛЬЕВ Е. И.

На основе численных расчетов в невязкой двумерной постановке анализируются особенности формирования течения при ударном запуске профилированного сопла с развитой дозвуковой частью. Показано, что использование в расчетах стационарных граничных условий в критическом сечении в данном случае может привести к значительной погрешности при определении времени запуска.

Проводится сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными, полученными в широком диапазоне определяющих параметров. Результаты сопоставления позволяют выяснить влияние на процесс запуска эффектов отрыва потока от стенок сопла, которые не учитывались в численном исследовании.

**1. Состояние вопроса.** Из-за малой продолжительности рабочего процесса в соплах ударных труб важное значение приобретают вопросы запуска сверхзвукового потока и времени стационарного истечения. В многочисленных исследованиях на эту тему рассматривались, как правило, наиболее технологичные клиновидные сопла с прямолинейной образующей и критическим сечением, образованным отверстием в торцевой стенке трубы. Из-за минимальных размеров входной части продолжительность запуска и характеристики течения на срезе таких сопел практически не зависят от условий формирования дозвукового потока [1-6]. Именно поэтому в численных исследованиях обычно рассчитывается только запуск сверхзвуковой части сопла, а в критическом сечении ставятся стационарные граничные условия [7, 8]. Для сопел другой геометрии, а также при обсуждении вопроса в общей постановке необходимо учитывать следующие особенности течения, которые в различное время освещались в литературе.

1. Проходящая ударная волна (первичный скачок), инициирующая запуск, образуется при отражении падающей ударной волны от входной части, геометрия и размеры которой могут повлиять на интенсивность скачка. Если критическое сечение совпадает с плоскостью отражающего торца трубы (случай, когда радиус скругления кромок отверстия  $R=0$ ), острые кромки «вырезают» центральную часть фронта падающей ударной волны, которая проходит в сопло и осуществляет запуск. В соплах со скругленным дозвуковым контуром ( $R>0$ ) падающая ударная волна ускоряется на входе в сопло и ее интенсивность в критическом сечении выше начальной. Запуск в таких соплах протекает быстрее, чем в соплах с острой кромкой [2, 9, 10]. Указанным эффектом можно пренебречь при  $R \sim h^*$ , где  $h^*$  — размер критического сечения, и нельзя, если  $R \gg h^*$ . Критерии, позволяющие оценить эффект при конкретных значениях  $R$  и  $h^*$ , не изучались.

2. Течение в трансзвуковой части сопла зависит от коэффициента расхода  $\mu$  — отношения истинного расхода через минимальное сечение в стационарном потоке к расходу при прочих равных условиях в одномерном потоке совершенного газа (показатель адиабаты  $\gamma = \text{const}$ ) [10]. Вязкость, физико-химические превращения и двумерность течения приводят к тому, что  $\mu \neq 1$ . Для сопел со скруглением в трансзвуковой области звуковая линия искривлена и  $\mu < 1$  из-за неравномерности поля скоростей, которая растет с уменьшением  $R$ . Влияние двумерности в минимальном сечении на параметры сверхзвукового потока при  $x \gg h^*$  (расстояние  $x$  отсчитывается вниз по потоку от критического сечения) можно учесть и в одномерной постановке, скорректировав в расчетах величину  $h^*$  [10, 11].

3. Развитие течения в сверхзвуковой части сопла в основном определяется начальным углом раствора  $\alpha$ , от которого зависят и геометрия течения и продолжительность запуска. Минимальная продолжительность запуска в выходном сечении сопла в общем случае определяется соотношением

$$T = t^* + \int_{x=0}^L \frac{dx}{u-a}$$

где  $L$  — длина сверхзвуковой части сопла,  $u$  и  $a$  — соответственно стационарные значения скорости потока и звука;  $t^*$  — время формирования стационарных условий в критическом сечении. На начальном этапе за время  $t < t^*$  сверхзвуковой поток формируется при переменных условиях в критическом сечении [10, 12, 13]. С повышением противодавления продолжительность запуска определяется движением по соплу вторичной ударной волны и становится больше  $T$ .

Расщепление вторичной волны вблизи стенки сопла вызывает отрыв потока и продолжительность запуска определяется вытеснением из сопла точки отрыва [1, 2]. В режимах с перерасширением отставание точки отрыва от фронта вторичного скачка увеличивает время запуска, которое трудно рассчитать из-за отсутствия критериев нестационарного отрыва. Возможности расчетного анализа ограничиваются определением траекторий ударных волн и волны разрежения в условиях, когда влиянием вязких эффектов можно пренебречь [5, 8, 10–13]. Отметим также, что существуют методы обобщения данных по запуску клиновидных сопел, позволяющие надежно определить траектории ударных без сложных численных расчетов [7, 8].

В данной работе рассматривался запуск плоского профилированного сопла ударной трубы большого диаметра  $D=500$  мм. Сопло со степенью расширения 16 имело развитую дозвуковую часть длиной 44 мм. Контур сверхзвуковой части с угловой точкой в критическом сечении  $h^*=4,15$  мм  $\alpha=90^\circ$ ,  $L=140$  мм спрофилирован для получения равномерного потока на выходе с числом Маха  $M=4$ .

**2. Расчетный анализ.** Принималось, что ось  $x$  декартовых координат  $x$ ,  $y$  направлена слева направо вдоль сопла и лежит в плоскости симметрии течения, а плоскость  $x=0$  совпадает с минимальным сечением сопла. Течение считалось плоским, так как максимальная высота входной части сопла равнялась  $0,15D$ . Запуск осуществлялся падающей ударной волной, проходящей в сечении  $x=0$  в момент времени  $t=0$ . При  $t < 0$  газ в сверхзвуковой части покоится и однороден. При взаимодействии падающей ударной волны с торцевой стенкой образуются отраженная ударная волна, которая движется справа налево, и проходящая ударная волна, осуществляющая запуск сопла [4].

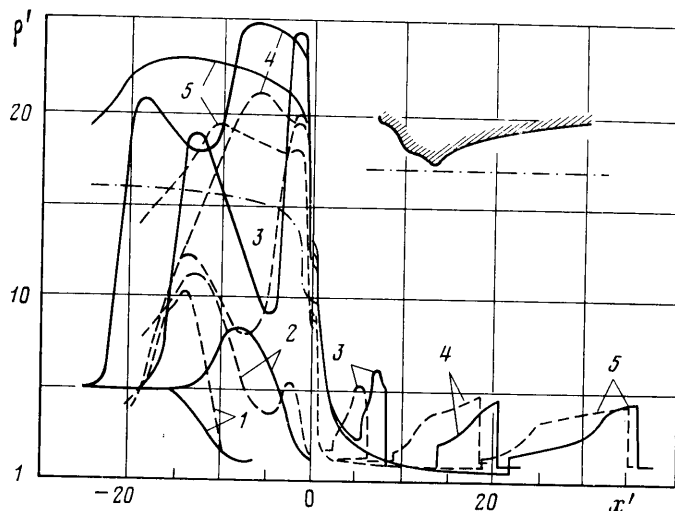
Численное интегрирование двумерных нестационарных уравнений, описывающих течение невязкого и нетеплопроводного совершенного газа ( $\gamma=1,4$ ), осуществлялось методом Годунова [14]. Рассматривалось течение между отраженной и проходящей ударными волнами, которые служили подвижными границами расчетной области и выделялись в процессе счета наряду с вторичной волной сжатия, возникающей в сверхзвуковой части сопла. Параметры газа перед отраженной ударной волной определяются числом Маха  $M$ , падающей ударной волны в трубе и начальными условиями.

Система уравнений приводилась к безразмерному виду, соответствующие параметры отнесены к  $h^*/2$ , плотности  $\rho_1$  и скорости звука  $a_1$  в невозмущенном газе. Принималось также, что  $D/h^*=100$ . Рассматривались процесс формирования течения за отраженной ударной волной на входе в сопло и запуск сверхзвукового потока. Подобное исследование в одномерной постановке проводилось ранее в [10, 12] для сопел с прямолинейной образующей и углами раствора  $\alpha=30^\circ$ . Двумерные расчеты без выделения ударных волн для дозвуковой части сопла содержатся в [15], а в [11] рассматривалось трансзвуковое течение при запуске клиновидного сопла, критическое сечение которого совпадало с плоскостью отражающего торца. Приближенный анализ влияния сопла в торцевой стенке на характеристики течения в ударной трубе содержится в [16].

На фиг. 1 приведены контур профилированного сопла и результаты расчета, иллюстрирующие развитие течения в различные моменты времени  $t'=t2a_1/h^*$  ( $x'=2x/h^*$ ). Кривые 1–5 отвечают плотности ( $\rho'=\rho/\rho_1$ ) на оси сопла (сплошные линии) и у стенки (штриховые линии) для значений  $t'=-2,05; -0,35; 1,5; 4,30; 8,06$ . Число Маха падающей ударной волны  $M_s=5$ ,  $\gamma=1,4$ . Результаты расчета показывают, что отражение падающей ударной волны от торцевой стенки сопровождается ускорением центрального участка фронта в дозвуковой части сопла и к моменту времени 1 плотность газа на стенке становится выше, чем на оси (здесь и далее по тексту цифры 1–5 соответствуют моментам времени, указанным

на фиг. 1). К моменту времени 2 повышается плотность и на оси канала, так как сложная волновая конфигурация, возникающая у стенки, достигает плоскости симметрии трубы и образуется отраженная ударная волна, дополнительно сжимающая газ [13]. Сужение канала вблизи критического сечения вновь поджимает поток и повышает параметры газа у стенки.

К моменту времени 3 отраженная волна взаимодействует с плоскостью симметрии, повышая плотность на оси трубы. Происходит «запирание» сопла, поскольку параметры газа за проходящей волной в критическом сечении превышают стационарные значения и образуется волна торможения, увеличивающая плотность и давление газа на входе в сопло. Волна торможения движется навстречу дозвуковому потоку, размеры области с повышенными параметрами увеличиваются и к моменту времени 4



Фиг. 1

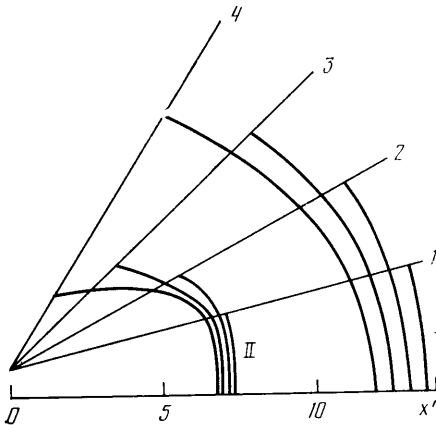
занимают почти половину входной части сопла. Значения параметров приближаются к стационарным (штрихпунктирная кривая) только после выхода волны торможения из дозвуковой части сопла в объем трубы (кривые 5). Влияние дозвуковой части сопла на процесс запуска по существу сводится к тому, что значительное время формирования сверхзвукового потока протекает при повышенных значениях параметров газа на входе.

От геометрии и размеров сверхзвуковой части в основном зависят однородность параметров на разгонном участке и форма ударных волн [9, 13]. Расположение и геометрия ударных волн на фиг. 2 получены в результате расчета запуска сопел с углами раствора  $\alpha = 30$  (1), 60 (2), 90 (3), 120° (4). Момент времени  $t' = 4,5$ ,  $M_s = 3$ ,  $\gamma = 1,4$ ; I — соответствует первичным, II — вторичным ударным волнам.

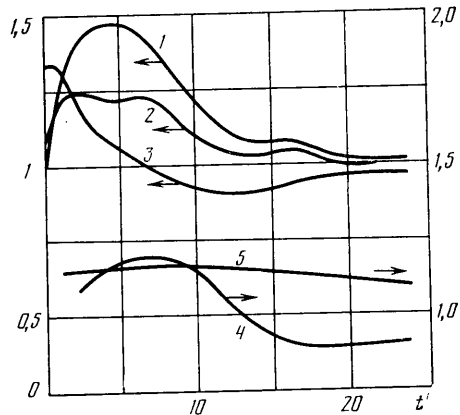
Видно, что увеличение угла раствора влияет на фронт первичной волны равномерно по всей площади скачка. Это означает, что все возмущения успевают несколько раз пройти вдоль скачка к оси сопла и обратно, поэтому во всех рассмотренных случаях форма фронта первичной ударной волны близка к дуге окружности. Вторичная волна образуется вблизи критического сечения сопла и весьма чувствительна к проявлениям двумерных эффектов в этой области. Интенсивность ее у стенки вначале выше, чем на оси, поэтому центральная часть фронта сносится потоком быстрее пристеночной и фронт изгибается с образованием тройной конфигурации (не выделяемой в расчетах) в месте максимального изгиба. Кривизна скачков уменьшается в клиновидных соплах с уменьшением угла

раствора, а в профилированных — с приближением к участку однородного течения вблизи среза [9, 13].

Связь процессов в сверхзвуковом потоке с условиями на входе в сопло становится ясной из рассмотрения результатов расчета, приведенных на фиг. 3, где цифрами 1—3 обозначены кривые изменения со временем параметров  $p/p^*$ ,  $\rho/\rho^*$  и числа Маха в критическом сечении сопла. Кривые 4 и 5 соответствуют отношениям скоростей  $V_2/V_2'$  и  $V_1/V_1'$ , где  $V_1$  и  $V_2$  — скорости вытеснения из сопла первичной и вторичной ударных волн. Штрихом помечены значения, рассчитанные при стационарных граничных условиях в критическом сечении, т. е. по существу без учета процессов в дозвуковой части. Видно, что ускорение ударной волны на входе



Фиг. 2



Фиг. 3

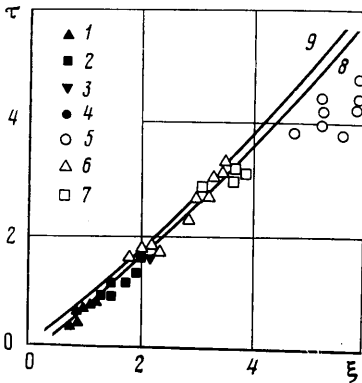
в сопло приводит к тому, что в критическом сечении и далее по соплу в процессе всего запуска величина  $V_1$  остается на 10—15% выше, чем  $V_1'$ . Формирование стационарных критических параметров довольно быстро стабилизирует и величину  $V_2/V_2'$ , которая становится меньше единицы, так как  $V_1' < V_1$  и, следовательно, выше давления в ударном слое между вторичным и первичным скачком. Искривление звуковой линии приводит к отличию параметров в минимальном сечении от критических значений.

**3. Методика измерений и начальные условия.** Картина течения при запуске сопла может отличаться от рассмотренной выше за счет проявления реальных свойств потока и прежде всего вязкости газа. Взаимодействие ударной волны с пограничным слоем на стенке приводит к расщеплению пристеночной части фронта, которое развивается практически одновременно с формированием параметров торможения и на продолжительность запуска сопла [1, 5, 8]. Суммарный вклад эффектов, которые не учитывались в расчетном анализе, обычно оценивают по результатам сравнения с экспериментальными данными, полученными в широком диапазоне условий.

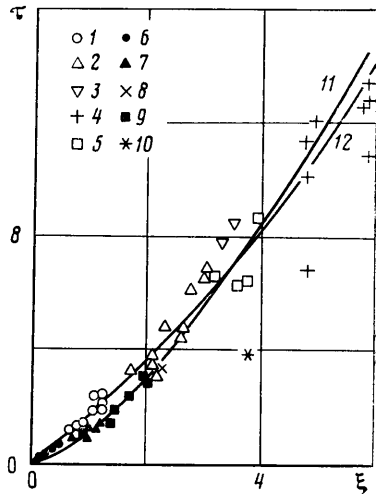
В данной работе подобное сравнение проводилось на основе экспериментов по зондированию потока в сопле лазерным излучением с длиной волны 10,6 мкм. Используемая методика позволяла фиксировать приход в измерительное сечение первичной ударной волны и момент начала стационарного уровня поглощения зондирующего излучения, который устанавливался, как правило, после прохождения по соплу вторичной ударной волны и зоны отрыва потока [6, 8, 13]. Промежуток времени между этими возмущениями отождествлялся с временем запуска сопла, геометрия и размеры которого совпадали с профилем, исследованным в расчетах. Одновременный контроль поглощения по трем измерительным каналам позволил определить продолжительность запуска в измерительных сечениях, расположенных на расстояниях 28, 78 и 132 мм от критического сечения. В опытах с различными рабочими газами (азот с небольшими, до 8%, примесями углекислого газа и чистый углекислый газ) предполагалось выделить возрастающее влияние на продолжительность запуска вязких эффектов при замене  $N_2$  на  $CO_2$  [1]. Поскольку диафрагма перед входом в

сопло не использовалась, начальное давление рабочего газа (от 1 до 5 МПа) в сопле и в трубе совпадало. Параметры газа на входе в сопло варьировались путем изменения скорости падающей ударной волны  $v_s$  от 0,8 до 1,8 км/с, что обеспечивало изменение перепада давлений от 20 до 230. Выбранные начальные условия и режим эксперимента позволили провести сравнение полученных результатов с результатами продувок сопла в аэродинамической трубе, согласно которым стационарное безотрывное течение по всему соплу устанавливалось только в том случае, когда величина давления газа на входе в сопло более чем в 100 раз превышала уровень противодавления в сопле [17].

**4. Сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными.** Для сопоставления экспериментальных и расчетных данных использовались траектории движения по соплу ударных волн в процессе запуска. На фиг. 4 и 5 в безразмерных координатах  $\xi = (\rho_1/\rho_5)(2x/h^*)$  и  $\tau = t(\rho_1/\rho_5)/(2a_5/h^*)$  (где индекс 5 относится к стационарным условиям за отражен-



Фиг. 4



Фиг. 5

ной ударной волной) представлены результаты расчетов и экспериментов для траекторий соответственно первичной и вторичной ударных волн.

На фиг. 4 приняты следующие обозначения: экспериментальные точки 1–4 получены в опытах с углекислым газом, 5–7 – в опытах с азотом; результаты измерений во втором сечении сопла обозначены 1, 3, 6, а в третьем – 2, 4, 5, 7. На фиг. 5 точки 1–4 получены в опытах с азотом, 5–10 – с углекислым газом, причем 1, 6 – результаты измерений в первом сечении сопла, 2, 3, 7, 8 – во втором, 4, 5, 9, 10 – в третьем. За исключением результатов, обозначенных на фиг. 4 цифрами 3–5 и на фиг. 5 цифрами 3, 4, 8, 10 (о них речь пойдет ниже), экспериментальные данные, полученные с разными газами, удовлетворительно коррелируют между собой, не проявляя зависимости от величины показателя адиабаты. Сплошными линиями на графиках построены расчетные траектории движения по соплу первичной и вторичной ударных волн. Для  $M_5=5$  и  $\gamma=1,4$  рассчитывались течение за отраженной ударной волной на входе в сопло и запуск сверхзвукового потока (кривые 8, 11). Результаты расчета при стационарных граничных условиях, т. е. по существу не учитывающего влияния дозвукового течения, обозначены цифрами 9, 12.

Данные, приведенные на фиг. 5, показывают, что момент установления стационарного уровня поглощения в потоке при  $\xi < 3,5$  совпадает по времени с прохождением в измерительном сечении сопла вторичной ударной волны. Из-за большого ( $\pm 30\%$ ) разброса точек на фиг. 5 при  $\xi < 3,5$  не удается выделить эффекты, связанные с отрывом потока от стенок, и от-

ставание зоны отрыва от фронта вторичного скачка. Для сопла с прямолинейными образующими и минимальным размером входной части подобный эффект отмечался в работах [1, 2, 8]. В условиях данных экспериментов при  $\xi < 3,5$  влияние вязкости на скорость вторичного скачка, по видимому, не превышает величины экспериментального разброса.

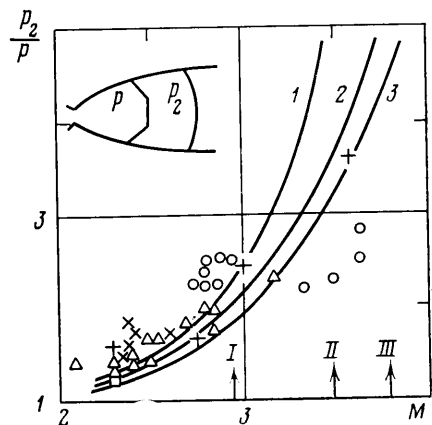
Помимо экспериментальной погрешности, которая, по оценкам, составляет 10%, разброс точек на графиках связан со спецификой метода обработки и представления результатов измерений. Координаты подобия  $\xi$  и  $\tau$ , впервые предложенные в [7], позволяют обобщить результаты экспериментов, выполненных в различных условиях, однако не учитывают процессов формирования течения в дозвуковой части сопла. Сравнивая результаты расчетов, обозначенные цифрами 8, 11 и 9, 12 на фигурах, легко проследить влияние указанных особенностей на траектории движения по соплу ударных волн при фиксированном значении числа  $M_s = 5$ . Ясно, что результаты измерений в соплах, различающихся геометрией и размерами входной части, будут иметь еще больший разброс даже если контуры их сверхзвуковой части совпадают.

По поводу результатов измерений при  $\xi > 4$  отметим следующее. Экспериментальные точки, сосредоточенные в этой области значений параметров  $\xi$  и  $\tau$ , получены в условиях, когда перепад давлений за отраженной ударной волной  $p_5/p_1 < 100$ . Выше уже отмечалось, что при таком перепаде давлений на входе в аэродинамической трубе фиксировался отрыв потока внутри сопла. Расхождение результатов измерений с расчетом при  $\xi > 4$  дает основания предположить, что отрыв возникает в этой области параметров и в ударной трубе.

Учитывая, что критерии отрыва в стационарных и нестационарных потоках не совпадают [1], в данной работе для анализа возможности отрыва привлекались результаты экспериментов [1], выполненных на ударной трубе в клиновидных соплах с прямолинейной образующей. Возможность использования этих результатов для анализа условий отрыва в профилированном сопле частично оправдана тем, что отрыв возникает и развивается в пристеночной части сопла, где, согласно расчетам [9, 13], параметры потока в клиновидном и профилированном соплах достаточно близки и в основном определяются углом раствора сопла (см. фиг. 2).

На фиг. 6 сплошными линиями показаны значения перепада давлений на вторичной ударной волне вблизи стенки профилированного сопла, полученные в расчетах для перепада давлений  $p_5/p_1 = 48$  (1), 116 (2) и 150 (3). По горизонтальной оси отложены стационарные значения числа Маха потока на стенке сопла при  $\gamma = 1,4$ , а стрелками указаны положения I—III измерительных сечений сопла. Экспериментальные точки — результаты измерений в клиновидных соплах с углом раствора  $30$  и  $60^\circ$  и высотой критического сечения 2 и 6 мм [1]. Условия проведения опытов, подробности экспериментальной методики и обозначения точек можно найти в [1], здесь важно подчеркнуть, что экспериментальные значения  $p_2/p$  получены в [1] при обработке серии тепловых снимков потока, по которым измерялся угол наклона косых скачков, вызывающих отрыв внутри сопла. По углу наклона скачка рассчитывался перепад давлений в точке отрыва. Опыты проводились с азотом и воздухом при начальном давлении от 1 до 20 кПа.

Условиям безотрывного течения на фиг. 6 соответствуют значения



Фиг. 6

перепада давлений, лежащие ниже экспериментальных точек на графике. Область значений  $p_2/p_1$ , лежащих выше экспериментальных точек, а также пересечение сплошных кривых с массивом экспериментальных точек соответствуют условиям, в которых возможно возникновение отрыва в сопле. Сравнивая расчетные и экспериментальные данные на фиг. 6, можно заключить, что условие безотрывного течения в первом измерительном сечении выполняется даже при минимальном значении перепада давления  $p_5/p_1=48$ .

Из-за разброса и малочисленности экспериментальных данных в области второго и третьего измерительных сечений можно сделать только качественный вывод об уменьшении вероятности отрыва в этой области потока с ростом скорости ударной волны  $v_s$ , а следовательно, при увеличении перепада давлений на входе в сопло. Эффекты отрыва потока во втором измерительном сечении сопла в рассмотренном диапазоне параметров слабо влияют на траектории ударных волн и проявляются только в третьем сечении, где на фиг. 4 и 5 наблюдается значительное расхождение экспериментальных и расчетных данных. Подробную информацию о развитии этого процесса по длине сопла можно получить только при оптической визуализации поля течения.

Эксперименты [1, 3, 5] показывают, что максимальное влияние отрыва на скорость фронта вторичной ударной волны должно проявляться в режимах с перерасширением потока. При большом противодавлении из-за перерасширения может сформироваться картина с двумя косыми скачками, достигающими оси сопла и разрушающими структуру фронта вторичной ударной волны [1]. Движение фронта по соплу в этих случаях носит колебательный характер, а продолжительность запуска увеличивается. По результатам исследования, выполненного в данной работе (см. фиг. 4, 5), можно заключить, что эффекты отрыва потока оказывают также ускоряющее воздействие на траектории движения ударных волн, осуществляющих запуск.

Суммируя полученные результаты, необходимо отметить следующее.

В процессе формирования условий на входе в сопло с развитой дозвуковой частью параметры в критическом сечении достаточно продолжительное время (в рассматриваемом случае при  $M_s=5$ ,  $t \approx 100$  мкс) могут превышать стационарные значения на 40%. Это означает, что в расположенных рядом измерительных сечениях условия в потоке после прохождения первичной и вторичной ударных волн будут отличаться от стационарных. В экспериментах, связанных с изучением кинетики физико-химических превращений в сверхзвуковых потоках, указанный эффект может привести к существенным погрешностям при обработке и интерпретации результатов измерений в соплах.

Отмеченная особенность может быть использована при выборе измерительного сечения и профиля сопла. Продолжительность запуска сверхзвукового потока можно сократить (почти на 20%) только за счет правильного выбора геометрии и размеров дозвуковой части сопла.

Результаты измерений траекторий движения ударных волн по соплу подтверждают отмеченную в [7] слабую зависимость скорости ударных волн от величины показателя адиабаты, а также указывают на возможность ускоряющего воздействия эффектов отрыва потока на траектории движения скачков в процессе запуска.

Авторы выражают благодарность Р. И. Серикову, В. М. Хайлову за результаты продувки сопла на аэродинамическом стенде, В. П. Стулову за полезные советы и обсуждение статьи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
2. Atann H. O. Experimental study of the starting process in a reflection nozzle.— Phys. Fluids, 1969, v. 12, № 5, pt 2, p. 150—153.

3. Масленников В. Г., Добрынин Б. М. Процесс установления начального участка плоских сверхзвуковых струй азота при различных значениях перасчетности истечения.— Журн. техн. физики, 1981, т. 51, № 6, с. 1229—1236.
4. Белавин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М. Структура импульсных струй газов, истекающих через сверхзвуковые сопла.— ПМТФ, 1979, № 1, с. 56—65.
5. Smith C. E. The starting process in a hypersonic nozzle.— J. Fluid Mech., 1966, v. 24, pt 4, p. 625—640.
6. Британ А. Б., Жилин Ю. В., Мазманяц А. П. Экспериментальное исследование запуска клиновидного сопла ударной трубы большого диаметра.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 6, с. 152—156.
7. Чекмарев С. Ф., Станкус Н. В. Газодинамическая модель и соотношения подобия для запуска сверхзвуковых сопел и струй.— Журн. техн. физики, 1984, т. 54, № 8, с. 1576—1583.
8. Британ А. Б., Григоренко В. Л. К вопросу о запуске плоских сопел ударных труб.— ПМТФ, 1982, № 1, с. 90—95.
9. Британ А. Б., Васильев Е. И. Ударный запуск плоских сопел с большим углом раствора.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 4, с. 100—106.
10. Григоренко В. Л. Математическое моделирование нестационарного запуска аэродинамических устройств, содержащих сверхзвуковое сопло и диффузор: Дис. канд. физ.-мат. наук. М.: МФТИ, 1982.
11. Гринь В. Т., Крайко А. Н., Славянов Н. Н. Решение задачи о запуске сопла, вмонтированного в торец ударной трубы.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 6, с. 117—123.
12. Кулагина О. В., Пирумов У. Г., Росляков Г. С. Расчет запуска сверхзвукового сопла.— В кн.: Вычислительные методы и программирование. М.: Изд-во МГУ, 1983, вып. 38, с. 78—92.
13. Британ А. Б., Васильев Е. И. Особенности формирования течения в профилированном сопле ударной трубы.— Докл. АН СССР, 1985, т. 281, № 2, с. 295—299.
14. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
15. Иванов М. Я. К расчету течения газа в ударной трубе переменного сечения.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 3, с. 162—166.
16. Безменов В. Я., Осипов В. В. Влияние площади критического сечения сопла аэродинамической ударной трубы на течение газа в канале.— Уч. зап. ЦАГИ, 1981, 12, № 6, с. 50—61.
17. Британ А. Б., Сериков Р. И., Старик А. М., Хайлов В. М. Экспериментальное исследование течения колебательно-неравновесного газа в профилированном сопле.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 1, с. 203—206.

Москва

Поступила в редакцию  
10.XI.1985