

УДК 533.697.4

## **УСЛОВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЗАПУСКА СВЕРХЗВУКОВЫХ ДИФFUЗОРОВ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ТРУБ**

**ГРИГОРЕНКО В. Л.**

В рамках идеального газа и квазидномерного подхода исследуется развитие нестационарных процессов запуска сверхзвуковых нерегулируемых диффузоров импульсных аэродинамических труб. Применение гипотезы Чиснелла к обращенной ударной волне, распространяющейся по неоднородному потоку, учет взаимодействия этой волны с отраженными от диффузора возмущениями, а также предположение о квазистационарности течения на завершающем этапе позволили получить конечные соотношения для определения оптимальных условий импульсного запуска диффузора. Найденная таким образом граница запуска хорошо согласуется с численными расчетами на более полной модели при небольших относительных длинах сужающейся части диффузора. Получение условий запуска для других случаев требует внесения в предлагаемую модель поправки на протяженность области взаимодействия обращенной ударной волны с отраженными от диффузора возмущениями. Такая поправка определялась из нескольких численных расчетов.

При квазистационарном способе запуска, когда величина противодавления увеличивается постепенно, невозможно запустить диффузор, обеспечивающий эффективную работу сверхзвуковой аэродинамической трубы. Запуск таких диффузоров можно осуществлять предложенным в [1] способом, использующим особенности нестационарного течения и заключающимся в подаче на вход трубы импульса повышенного давления. Применение этого приема наиболее перспективно в ударных аэродинамических трубах [2-5], условия запуска которых существенно нестационарны.

Исследованию волнового запуска посвящены работы [1, 4, 6]. В [1] экспериментально подтверждена принципиальная возможность волнового запуска диффузора с любым сужением вплоть до площади критического сечения сопла, установленного перед диффузором. В [1, 4] показано, что эффекты вязкости сказываются во вторую очередь и после запуска течение может разрушиться за счет нарастания пограничного слоя. В [6] численно и экспериментально анализировались направления изменения некоторых параметров задачи с целью облегчения запуска. Вместе с тем процесс недостаточно изучен. Отсутствуют теоретические оценки величины импульса повышенного давления, осуществляющего запуск, и данные о влиянии условий и схемы запуска.

При оценке величины перепада давления, необходимого для квазистационарного запуска, широко используется расчет восстановления давления в прямом скачке, расположенном перед входом в диффузор [7]. Для случая волнового запуска подобные приближенные модели приводятся в настоящей работе. Учет нестационарных эффектов усложняет описание, однако основные оценки согласуются с моделью прямого скачка при увеличении времени запуска, а также с результатами численного интегрирования методом С. К. Годунова [8] нестационарных уравнений движения идеального газа.

1. Пусть имеется аэродинамическая труба, состоящая из сверхзвукового сопла, цилиндрической закрытой рабочей части и нерегулируемого диффузора. Ось  $x$  лежит в плоскости симметрии трубы и направлена слева направо по течению газа; плоскость  $x=0$  совпадает с минимальным сечением сопла. Рассмотрим задачу о развитии в такой трубе нестационарного процесса, возникшего в результате распада в окрестности сопла первоначального разрыва давления.

Начальные стадии формирования волновой картины, имеющие место до взаимодействия нестационарного потока с диффузором, хорошо изучены [9, 10]. Волны, приходящие на диффузор, зависят от конструкции установки и схемы запуска. Ограничивая рассмотрение плоскими клино-

видными диффузорами, пренебрегая длиной сопла и в силу [1] влиянием вязкости, систему определяющих запуск параметров можно записать в виде  $M_1^0$ ,  $P$ ,  $T$ ,  $F$ ,  $L$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ . Здесь  $M_1^0$  — число Маха потока в рабочей части трубы,  $P = p_0/p_0'$  и  $T = T_0/T_0'$  — перепады давлений и температур торможения по разные стороны от волновой структуры,  $F$  — отношение площади критического сечения диффузора  $A_D$  к площади его входа  $A^0$ ,  $L$  — отношение длины сужающегося участка диффузора к расстоянию между критическими сечениями сопла и диффузора,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  — отношения удельных теплоемкостей толкающего и толкаемого газов.

В рамках указанных ограничений задача сводится к определению условий прохождения через минимальное сечение диффузора системы волн, возникающей при распаде произвольного разрыва, образующегося в сечении  $x=0$  в момент  $t=0$ . Параметры слева от разрыва соответствуют расчетному стационарному течению в рабочей части аэродинамической трубы с числом Маха  $M_1^0$  и отношением удельных теплоемкостей  $\gamma_1$ , а справа принимаются равными параметрам невозмущенного толкаемого газа ( $\gamma = \gamma_2$ ). Отношения давлений и температур торможения по разные стороны от разрыва равны  $P$  и  $T$ . При  $0 < t < t_1$  система волн распространяется без изменений по цилиндрической рабочей части. Рассмотрение будем начинать с момента  $t = t_1$  встречи головной волны с диффузором.

Картина взаимодействия с диффузором входящих на него волн сложна даже в одномерном приближении. Пусть значения определяющих параметров подобраны так, что с диффузором взаимодействуют входящая и вторичная ударные волны, разделенные контактной поверхностью (вторичная волна является ударной волной торможения, распространяющейся против сверхзвукового потока, но сносимой им вниз по течению [9]). При распространении головной ударной волны по сужающемуся каналу диффузора формируются отраженные волны. Эти волны преломляются на контактной поверхности, порождая волны разрежения или скачки уплотнения, и взаимодействуют со вторичной ударной волной, увеличивая ее интенсивность и уменьшая тем самым скорость выноса из установки. Дальнейшее движение вторичной волны сопровождается воздействием на нее повторно отразившихся от диффузора возмущений.

Для осуществления запуска важно найти условия, при которых распространение волновой структуры по сужающемуся каналу диффузора не приводит к такому увеличению интенсивности вторичной волны, при котором она будет разрушать сверхзвуковое течение в рабочей части.

2. Рассмотрим поведение вторичной волны в случае, когда ее встреча с отраженными возмущениями начинается в сужающемся канале диффузора.

Предположим, что первоначально, до встречи с отраженными от диффузора возмущениями, динамика вторичной волны определяется ее взаимодействием с меняющимся сечением канала, т. е. справедлива гипотеза Чиснелла [11]. В согласии с данной Уиземом [12] интерпретацией этой гипотезы следует, что она эквивалентна применению нелинейного дифференциального соотношения на  $C^-$ -характеристике для замыкания условий на ударной волне. Следуя [13], подставим условия на вторичной волне и связь параметров набегающего стационарного потока с его числом Маха  $M_1$  в это характеристическое соотношение. Получим дифференциальное уравнение первого порядка, связывающее интенсивность ударной волны с  $M_1$  [14]:

$$dM/dM_1 = f(M, M_1)/g(M, M_1) \quad (2.1)$$

Здесь и в дальнейшем индексы 1 и 2 относятся к параметрам непосредственно перед и за вторичной ударной волной,  $M = (u_1 - U)/a_1$  — число

Маха вторичной ударной волны,  $U$  — ее скорость,  $M_i = u_i/a_i$  ( $i=1, 2$ ),  $\gamma = \gamma_1$

$$g(M, M_1) = 4M_1 \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right) \left\{ 1 + \frac{c(M)}{b(M)} - \frac{(M^2-1)}{2M^2} \right\}$$

$$f(M, M_1) =$$

$$= b(M)c(M) \left\{ M_1^2 + M_2 + 2\gamma \frac{(M^2-1)(1+(\gamma-1)/2M_1^2)}{b(M)c(M)} - \frac{M_2(M_1^2-1)}{M_2-1} \right\}$$

$$b(M) = \{2\gamma M^2 - (\gamma-1)\}^{1/2}, \quad c(M) = \{(\gamma-1)M^2 + 2\}^{1/2}$$

$$M_2 = \{(\gamma+1)MM_1 - 2(M^2-1)\} / b(M)c(M) \quad (2.2)$$

На фиг. 1 сплошными линиями приведены результаты интегрирования уравнения (2.1) для различных значений  $M$  и  $M_1$ . Стрелками показаны направления изменения  $M$  при движении вторичной ударной волны в сужающемся канале сверхзвукового диффузора. В расширяющихся каналах изменение параметров происходит в противоположных направлениях.

Видно, что в сужающихся каналах при начальных значениях  $M < M_1$  решения уравнения (2.1) не могут быть продолжены после достижения волной стадии, в которой  $dM/dM_1 = \infty$ . В этом сечении  $M$  остается меньшим  $M_1$  и, следовательно, поведение ударной волны после достижения указанного состояния не может быть описано в рамках сделанных предположений.

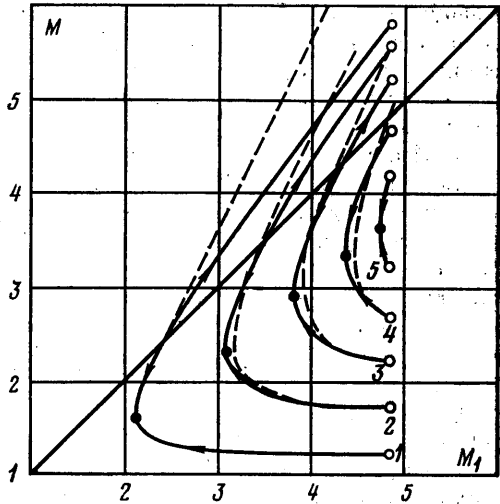
Из (2.1) следует, что  $dM/dM_1 = \infty$  выполняется при  $M_2 = 1$ . Подставив это значение  $M_2$  в (2.2), получим

$$M_1 = \{b(M)c(M) + 2(M^2-1)\} / (\gamma+1)M \quad (2.3)$$

Поведение вторичной ударной волны после выполнения условия (2.3) не может быть определено без учета взаимодействия волны с потоком за ней.

Период распространения вторичной ударной волны, на котором учет такого взаимодействия обязателен, можно разбить на две части. Первоначально имеют место приходящие на вторичную волну сильные возмущения, порожденные головной ударной волной. Впоследствии в области между минимальным сечением диффузора может наблюдаться течение, близкое к квазистационарному.

Действительно, если скорость движения вторичной ударной волны по каналу диффузора станет намного меньше скорости распространения слабых возмущений по газу за ней, то при каждом перемещении ударной волны поток успеет перестроиться, оставаясь стационарным. Интенсивность вторичной ударной волны в каждый момент будет такая, что газ за ней, стационарно ускоряясь от состояния за ударной волной, приобретет звуковую скорость в критическом сечении диффузора.



Фиг. 1

Таким образом, условие на вторичной ударной волне (2.4) замыкается соотношением

$$\frac{M_2}{M_1} \left( \frac{2 + (\gamma - 1) M_1^2}{2 + (\gamma - 1) M_2^2} \right)^{(\gamma + 1)/2(\gamma - 1)} = \frac{A_D}{A_i} \quad (2.4)$$

Здесь  $A_i$  и  $A_D$  — площади критических сечений сопла и диффузора соответственно,  $M_1$  и  $M_2$  — значения числа Маха потока по разные стороны от вторичной ударной волны, распространяющейся в сужающемся канале диффузора.

Задавая  $M_1$ , из (2.4) найдем  $M_2$ ; подставляя это значение в (2.2), получим уравнения для интенсивности волны в данном сечении. Решения системы (2.2), (2.4), полученные для различных значений отношения площадей  $A_D/A_i$ , приведены на фиг. 1 штриховыми линиями. Видно, что изложенные выше приближения дают близкие результаты. Однако если сплошные кривые, описывающие начальный участок движения вторичной ударной волны, определяются значениями  $M$  и  $M_1$  во входном сечении диффузора, то штриховые линии, отвечающие завершающему этапу запуска, определяются величиной  $A_D/A_i$ , т. е. геометрией канала. Переход с одной кривой на другую происходит при взаимодействии вторичной волны с сильными отраженными и повторно отраженными от диффузора возмущениями.

3. Приведем ряд соображений, позволяющих замкнуть развитую в предыдущем разделе модель процесса нестационарного запуска с целью оценки величины пускового импульса  $P$ .

Пусть поджатие диффузора больше, чем необходимо для квазистационарного запуска, и заданы значения всех определяющих параметров. Минимальное значение  $P$ , обеспечивающее запуск, будет в том случае, когда в некотором сечении диффузора вторичная ударная волна практически останавливается. В таких условиях поток за волной будет дозвуковой и завершающему этапу движения вторичной волны по сужающемуся каналу диффузора будут соответствовать верхние ветви штриховых линий фиг. 1.

Исход развития рассматриваемого нестационарного процесса можно предсказать, если известна координата  $M_1 = M_{1c}$  сечения, после достижения которого вторичной волной течение будет квазистационарным. Действительно, используя соответствующую заданному отношению  $A_D/A_i$  штриховую линию, найдем значение  $M = M_c$  в сечении  $M_{1c}$ . Если полученное  $M_c$  не превосходит  $M_{1c}$ , то будет осуществлен запуск, в противном случае ( $M_c > M_{1c}$ ) развитие процесса приведет к разрушению сверхзвукового течения в рабочей части. Следовательно, максимально возможное значение числа Маха проходящей через диффузор вторичной волны в момент окончания сильных взаимодействий равно  $M_{1c}$ . В этот момент скорость волны относительно канала равна нулю. Причем поскольку уменьшение  $P$  приводит к увеличению  $M$ , то значение  $P$ , при котором реализуется условие  $M_c = M_{1c}$ , будет минимальным пусковым перепадом.

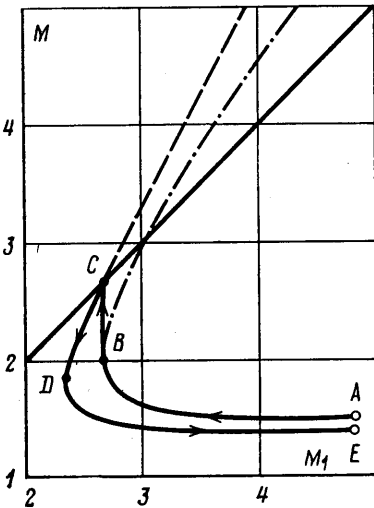
Поведение вторичной ударной волны в сужающемся канале диффузора будет полностью определяться штриховой линией (фиг. 1), если квазистационарный режим устанавливается до прихода этой волны во входное сечение диффузора. Такая ситуация может иметь место при дозвуковых скоростях потока за вторичной волной в начальный момент времени и (или) при больших длинах рабочей части аэродинамической трубы (малых  $L$ ). При этом максимально допустимое поджатие диффузора соответствует вертикальной касательной к штриховой линии, выходящей из точки с начальными значениями  $M$  и  $M_1$  такими, что  $M = M_1$  (здесь  $M_1 =$

$=M_{1c}=M_c=M$ ), и равняется квазистационарному поджатию, найденному из условия наличия прямого скачка перед диффузором [7].

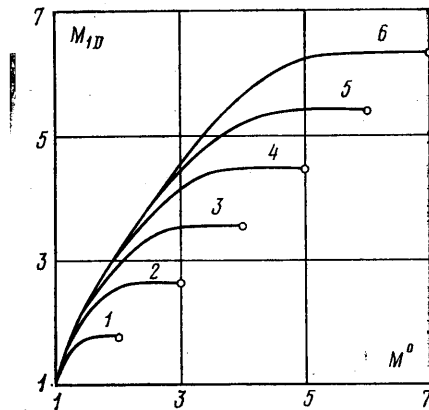
Рассмотрим случай, когда взаимодействие вторичной ударной волны с сильными возмущениями потока за ней происходит в сужающемся канале диффузора. Предположим, что за время взаимодействия волны с сильными возмущениями положение вторичной волны не успевает сильно измениться, т. е.

$$M_{1c}=M_{1B} \quad (3.1)$$

где  $M_{1B}$  — значение числа Маха набегающего потока перед ударной волной в момент прихода на нее сильных возмущений. Предположим также, что



Фиг. 2



Фиг. 3

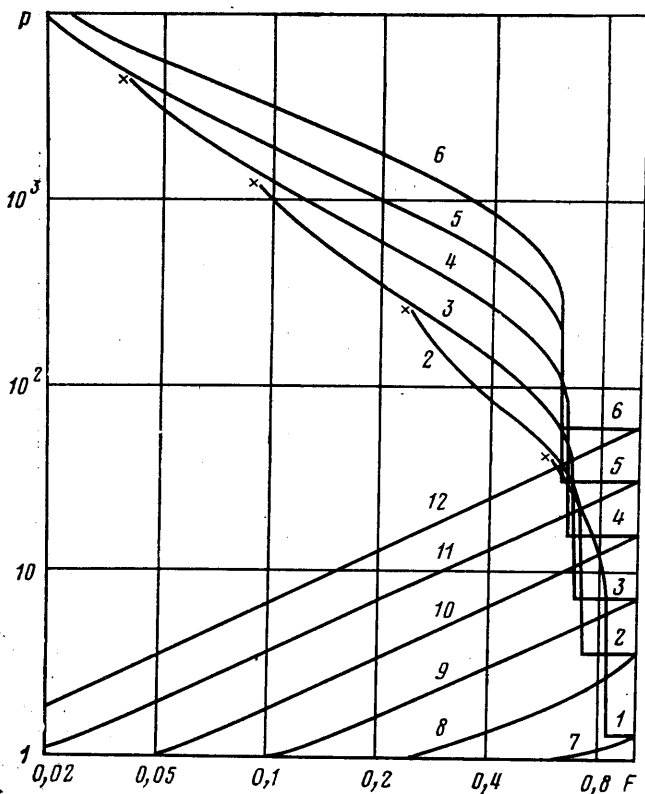
отраженные от диффузора возмущения достигают вторичную волну на границе применимости характеристического условия (2.1), т. е. при выполнении соотношения (2.3). Отметим, что в общем случае взаимодействие начинается несколько раньше [14] и выполнение соотношения (2.3) при запуске можно обеспечить путем специального профилирования сужающейся части диффузора. Однако указанным отличием в дальнейшем будем пренебрегать.

Таким образом, принимаем следующую схему движения вторичной ударной волны по каналу диффузора (фиг. 2). Первоначально вплоть до выполнения соотношения (2.3) динамика волны определяется из дифференциального уравнения (2.1) при начальных условиях  $M=M^0, M_1=M_1^0$  (здесь и в дальнейшем градусом обозначены значения соответствующих параметров на входе в диффузор). На фиг. 2 изображен случай, отвечающий  $M^0=1,25, M_1^0=4,8, \gamma_1=1,4$ . Кривая  $AB$  соответствует повышению интенсивности волны при ее движении на начальном участке. Точка  $B$  соответствует предельному поджатию диффузора, при котором динамика волны может быть определена из соотношения (2.1). В найденном из (2.1), (2.3) сечении  $M_{1B}=M_1(B)$  происходит скачкообразное изменение числа Маха волны до значения  $M=M_{1c}=M_1(C)$ , где из (3.1)  $M_{1c}=M_{1B}$ . Далее интенсивность волны определяется из квазистационарных соотношений (2.2), (2.4) — кривая  $CD$ . Точка  $D$  отвечает минимальному сечению диффузора  $A_D$ , которое находится из (2.4), (2.2) при  $M=M_{1c}, M_1=M_{1c}$ . Кри-

вая  $DE$  соответствует изменению числа Маха волны в расширяющемся канале диффузора при  $M_2 > 1$  и находится из уравнения (2.1).

В результате решения указанных уравнений также будет получена зависимость предельного поджатия диффузора от начальной интенсивности ударной волны.

Решение можно упростить, избежав численного интегрирования уравнения (2.1), если воспользоваться совпадением нижних ветвей сплошных и штриховых линий, приведенных на фиг. 1. На фиг. 3 приведены полученные таким образом зависимости  $M_{1D}$  — числа Маха стационарного потока в критическом сечении диффузора от  $M^\circ$  — числа Маха обращенной



Фиг. 4

ударной волны на входе в диффузор — при различных числах Маха потока в рабочей части установки  $M_1^\circ$ . Кривые 1–6 соответствуют значениям  $M_1^\circ = 2, 3, 4, 5, 6, 7$  и  $\gamma_1 = \gamma_2 = 1,4$ .

Из решения задачи о распаде разрыва, описанного в пункте 1, можно получить зависимость  $M^\circ = M^\circ(P, T, M_1^\circ, \gamma_1, \gamma_2)$ . Используя соотношения  $M_{1D} = M_{1D}(M^\circ, M_1^\circ, \gamma_1)$  и  $F = F(M_{1D})$ , найдем предельное отношение площадей  $F$  как функцию  $P, T, M_1^\circ, \gamma_1, \gamma_2$ . На фиг. 4 приведены теоретические зависимости 1–6 минимального пускового перепада  $P$ , обеспечивающие запуск диффузора, имеющего отношение площадей  $F$  для  $M_1^\circ = 2, 3, 4, 5, 6, 7, T = 1, \gamma_1 = \gamma_2 = 1,4$ . Кривые 7–12 отвечают значениям  $P$  на рабочем режиме, найденным по потерям на прямом скачке, расположенном в критическом сечении диффузора, для соответствующих значений  $M_1^\circ = 2, 3, 4, 5, 6, 7$ .

Горизонтальные отрезки кривых фиг. 4 соответствуют значениям параметров при квазистационарном запуске, вертикальные — минимальному увеличению давления, необходимому для волнового запуска диффузора с поджатиями, большими квазистационарных.

4. Остановимся на сравнении полученных результатов с расчетами на более полной модели. Для этого, а также для определения влияния неучтенных выше эффектов был проведен ряд численных экспериментов на нестационарной квазиодномерной модели течения, ранее описанной в [10, 14] и основанной на интегрировании уравнений движения невязкого и нетеплопроводного газа методом С. К. Годунова [8].

Из-за отсутствия подробных экспериментальных данных по импульсному запуску сверхзвуковых диффузоров оценка точности расчетной модели производилась на задачах о распространении ударных волн по сужающемуся и расширяющемуся каналам, а также об ударном запуске плоских и осесимметричных отражающих сопл [10]. Показано, что, несмотря на наличие значительных зон отрыва, тройных точек и маховских конфигураций, совпадение расчетных и экспериментальных данных вполне удовлетворительное.

В зависимости от значений параметров, определяющих запуск, брались два типа начальных распределений. Первый тип распределений использовался тогда, когда процесс запуска не поддавался хотя бы частичному приближенному или асимптотическому описанию и приходилось рассчитывать развитие течения от начала и до установления стационарного режима. В силу сказанного исходное состояние задавалось в моменты, предшествующие разрыву диафрагмы. Расчетная область в первые моменты времени охватывала возмущенное течение между головной ударной волной и входом в канал, а после выноса головной волны из диффузора сетка располагалась в области между входом и выходом из аэродинамической трубы.

Второй тип распределений применялся в случае, если к моменту  $t_1$  — встречи головной ударной волны с диффузором — в цилиндрической рабочей части сформировалась асимптотическая волновая картина и при этом времена прохождения возмущений через сопло существенно не влияют на результаты запуска диффузора. Расчетная область, в которой помещалась сетка, находилась между двумя волнами системы: проходящей (головной) ударной волной и либо обращенной ударной волной, либо левой границей нестационарной волны разрежения (в зависимости от условий запуска). Условия на левой границе расчетной области определялись из предположения о стационарности между волновой структурой и соплом.

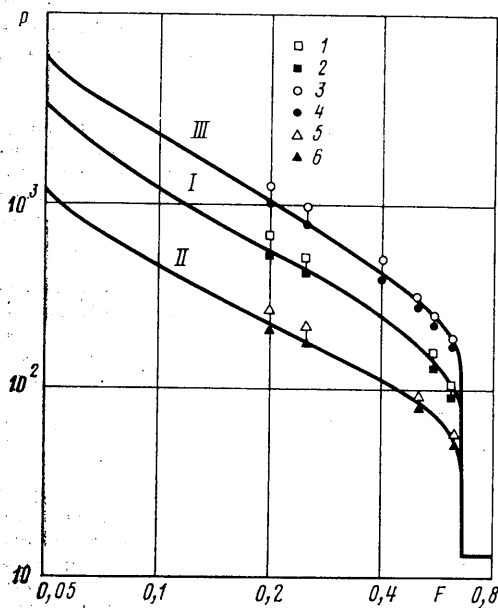
Численные расчеты на моделях, использующих начальные распределения первого типа, показали, что при длинах сопла, соизмеримых с длиной рабочей части, возможность применения асимптотической модели запуска зависит от перепада давлений и температур на диафрагме. Причем при «малых» перепадах [9, 10] асимптотика устанавливается быстрее за счет отсутствия нестационарной волны разрежения.

Перейдем к изучению процесса запуска, используя второе начальное распределение. Зададим некоторый набор значений определяющих параметров:  $M_1^{\circ}=4,8$ ,  $\gamma_{1,2}=1,4$ ,  $P=60$ ,  $T=1$ ,  $F=0,62$ ,  $L=0,16$  — и рассмотрим пути улучшения условий запуска. Изменяя степень поджатия диффузора, можно определить максимальное поджатие, при котором данный диффузор будет запущен ( $F=0,65$ ).

Анализ траекторий вторичной ударной волны в плоскости  $(x, t)$  показывает, что для запуска диффузоров с поджатиями, большими квазистационарных, необходимо, чтобы взаимодействие вторичной ударной волны с отраженными возмущениями заканчивалось в канале диффузора. Для обеспечения встречи отраженной и вторичной ударной волны в сужающейся части диффузора можно либо увеличивать относительную длину сужающейся части  $L$ , либо уменьшать разницу между скоростями выноса из устройства головной и вторичной ударных волн. Поскольку на интенсивности головной и вторичной ударных волн влияют  $P$ ,  $T$  и  $M_1^{\circ}$ , причем  $M_1^{\circ}$ , как правило, — фиксированный параметр задачи, то для осуществления запуска необходимо увеличивать  $P$  и (или)  $T$  уменьшать,

при этом интенсивности волн будут уменьшаться. Изменение определяющих параметров  $P$ ,  $T$  и  $L$  в указанных направлениях способствует осуществлению запуска или ускоряет его.

В численном эксперименте взаимодействие обращенной волны с потоком за ней начиналось раньше, чем это предполагалось в теоретической модели, а переход на квазистационарный режим течения осуществлялся



Фиг. 5

медленнее. Поскольку параметр  $L$  не учитывается в теоретической модели, то, изменяя его значение, можно добиться согласования теоретического и экспериментального значения  $M_{1c}$ . Теоретические значения  $M_{1c}$  хорошо согласуются с расчетными для предельных поджатий диффузора при относительных длинах диффузора  $L \sim 0,29-0,32$ . Так, для  $M_1^{\circ} = 4,8$ ,  $\gamma_{1,2} = 1,4$  соответствующее значение  $L$  равно 0,3. Теоретическая и экспериментальная границы запуска в этом случае совпадают (фиг. 5). На фиг. 5 цифрой I обозначена теоретическая граница запуска, точка I соответствует численным экспериментам  $L=0,3$ , в которых осуществляется запуск, 2 — незапуск. При увеличении  $L$  время выхода течения на квазистационарный режим увеличивается, а интенсивность отраженных от диффузора волн уменьшается, это позволяет осуществлять запуск диффузоров с поджатиями, превышающими определенные по прямому скачку, при малых перепадах, когда поток за вторичной волной дозвуковой. На фиг. 5 точки 3, 4 и 5, 6 соответствуют расчетам при  $L=0,7$  и 0,16 (3, 5 — запуск, 4, 6 — незапуск).

Для учета размеров зоны взаимодействия при  $L$  больших или меньших чем 0,3 вместо соотношения (3.1) следует использовать найденную из численных расчетов зависимость  $M_{1c}$  от  $M_{1в}$ . На фиг. 5 сплошными линиями II и III приведены идентифицированные таким образом границы запуска для  $L=0,16$  и 0,7, причем поправка определялась из двух расчетов, проведенных при  $F=0,56$  и 0,25.

Автор благодарит А. Н. Крайко и В. Т. Гриня за постоянное внимание к работе и полезные рекомендации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лашков А. И., Никольский А. А. Волновой запуск сверхзвукового диффузора. — Инж. ж., 1962, т. 2, вып. 1, с. 11.
2. Ludwied H. Der Rohrwindkanal. — Z. Fluidwiss, 1955, Bd. 3, № 7, p. 206.
3. Tamaki F. A divergent shock tube for obtaining supersonic flows. — J. Phys. Soc. Japan, 1956, v. 11, № 4, p. 434.
4. Безменов В. Я. Исследование особенностей течения газа в гиперзвуковых аэродинамических трубах на режиме запуска и рабочем режиме. — Тр. ЦАГИ, 1978, вып. 1938, с. 11.
5. Безменов В. Я., Иващенко А. И., Ширманов П. М. Некоторые направления развития и применения ударных труб. — Обзор ОНТИ ЦАГИ, 1977, № 517, 104 с.



6. Гейл. Неустановившееся течение со скачками уплотнения. Приложение к газодинамическим лазерам.— Ракетная техника и космонавтика, 1977, т. 15, № 5, с. 91.
7. Лукашевич Дж. Диффузоры для сверхзвуковых аэродинамических труб.— Механика: Сб. перев. и обзор. иностр. период. лит., 1954, вып. 5, с. 59.
8. 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.
9. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
10. Григоренко В. Л. Численное исследование ударного запуска сверхзвуковых сопел и сравнение с экспериментальными данными.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 1, с. 120.
11. Chisnell R. F. The motion of a shock wave in a channel, with applications to cylindrical and spherical shock waves.— J. Fluid Mech., 1957, v. 2, pt 3, p. 268.
12. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Наука, 1977. 568 с.
13. Честер У. Распространение ударных волн в каналах переменного поперечного сечения.— В кн.: Проблемы механики. Вып. 4. М.: Изд-во иностр. лит., 1963, с. 100.
14. Григоренко В. Л. Распространение ударных волн в канале переменного сечения при наличии установившегося режима течения. Известия АН СССР. МЖГ, 1981, № 4, с. 103.

Москва

Поступила в редакцию  
5.IX.1980