

УДК 533.6.011.72

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В КАНАЛЕ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ УСТАНОВИВШЕГОСЯ РЕЖИМА ТЕЧЕНИЯ

ГРИГОРЕНКО В. Л.

Рассмотрена задача о распространении ударных волн навстречу установившемуся потоку в канале переменного сечения. Исследуются ситуации, для которых справедлива гипотеза Чиснелла [1] или квазистационарная модель течения. Данная задача представляет интерес, в частности, в связи с исследованием процесса запуска ударных аэродинамических труб.

Выполненный анализ имеет много общего с рассмотрением вопроса о распространении ударных волн по покоящемуся газу в каналах переменного сечения, когда справедлива гипотеза Чиснелла [2-4]. Попытка распространить эту гипотезу на исследование динамики ударной волны при наличии стационарного течения в канале предпринималась в [5]. Там были получены решения для слабой и сильной ударных волн. Однако в случае применения гипотезы Чиснелла для данной общей задачи нет прежней уверенности в ее справедливости.

В настоящей работе производится сравнение результатов численного интегрирования характеристического уравнения на ударной волне с расчетами на «полной» одномерной нестационарной модели течения. Использование квазистационарной модели позволило в аналитической форме получить границы применимости гипотезы Чиснелла в данной задаче и условия установления в диффузоре сверхзвукового режима течения.

1. Уравнения движения совершенного невязкого нетеплопроводного газа в плоском или осесимметричном канале переменного сечения $A(x)$ в квазидномерном приближении можно представить в виде

$$(1.1) \quad dp + \rho a \, du - \frac{\rho u a^2}{u+a} \frac{dA}{A} = 0, \quad C_+ : \frac{dx}{dt} = u+a$$

$$(1.2) \quad dp - \rho a \, du + \frac{\rho u a^2}{u-a} \frac{dA}{A} = 0, \quad C_- : \frac{dx}{dt} = u-a$$

$$(1.3) \quad dp - a^2 \, d\rho = 0, \quad P : \frac{dx}{dt} = u$$

Здесь ρ — плотность, u — скорость, p — давление, x — расстояние, t — время, $a = \sqrt{\gamma p / \rho}$.

Гипотеза Чиснелла эквивалентна применению характеристического условия (1.1) за ударной волной, распространяющейся по неподвижному газу [2]. Пользуясь аналогичными идеями, проведем исследование динамики обращенной ударной волны, т. е. волны, распространяющейся навстречу установившемуся потоку в канале переменного сечения.

Пусть система (1.1) — (1.3) описывает течение за обращенной ударной волной, распространяющейся навстречу стационарному потоку с заданными параметрами торможения p_0, ρ_0 . В соответствии с правилом Уизема на такой ударной волне полагаем выполнение характеристического усло-

вия (1.2). Оно может быть записано в следующей форме:

$$(1.4) \quad \frac{1}{\gamma} \frac{dp_2}{p_2} - M_2 \frac{du_2}{u_2} + \frac{M_2}{M_2 - 1} \frac{dA}{A} = 0$$

Здесь и в дальнейшем индексы 1 и 2 относятся к параметрам течения непосредственно перед и за ударной волной ($M_i = u_i/a_i$, $i=1; 2$).

Условия на обращенной ударной волне приводят к уравнениям

$$(1.5) \quad \frac{p_2 - p_1}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M^2 - 1), \quad \frac{u_2 - u_1}{u_1} = \frac{2(M^2 - 1)}{(\gamma + 1)MM_1}$$

$$(1.6) \quad M_2 = \frac{(\gamma + 1)MM_1 - 2(M^2 - 1)}{\{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)\}^{1/2} \{(\gamma - 1)M^2 + 2\}^{1/2}}$$

где $M = (u_1 - U)/a_1$ — число Маха обращенной ударной волны, U — ее скорость.

Связь величин перед скачком с параметрами p_0 , a_0 и A задается соотношениями установившегося течения

$$(1.7) \quad \frac{p_1}{p_0} = \left\{ 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \right\}^{-\gamma/(\gamma - 1)}, \quad \frac{u_1}{a_0} = M_1 \left\{ 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \right\}^{-1/2}$$

$$(1.8) \quad \frac{A}{A_*} = \frac{1}{M_1} \left\{ \frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \right)^{1/2(\gamma + 1)/(\gamma - 1)} \right\}$$

Здесь A_* — значение A при $M_1 = 1$.

Подставляя формулы (1.5) — (1.18) в уравнение (1.4), получим обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка, связывающее число Маха ударной волны M с числом Маха набегающего потока M_1

$$(1.9) \quad \frac{dM}{dM_1} = \frac{f(M, M_1)}{g(M, M_1)}$$

$$(1.10) \quad g(M, M_1) = 4M_1 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \right) \left\{ 1 + \frac{b}{c} - \frac{(M^2 - 1)}{2M^2} \right\}$$

$$(1.11) \quad f(M, M_1) = cb \left\{ M_1^2 + M_2 + 2\gamma \frac{(M^2 - 1)(\gamma - 1)M_1^2}{cb} - \frac{M_2(M_1^2 - 1)}{M_2 - 1} \right\}$$

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

$$M_2 = \{(\gamma - 1)MM_1 - 2(M^2 - 1)\}/cb$$

В общем случае уравнение (1.9) необходимо интегрировать численно. Однако для сильной ударной волны, распространяющейся против набегающего потока, из (1.6) имеем $M_2 \rightarrow -\sqrt{2/\gamma(\gamma - 1)}$ и, следовательно, его можно проинтегрировать в квадратурах. Отметим, что полученная таким образом зависимость интенсивности обращенной ударной волны от площади поперечного сечения канала имеет такой же вид, что и для сильной ударной волны, идущей по стационарному потоку вправо [5]. Представление числа Маха слабой ударной волны в виде $M = 1 + \delta$ при $\delta \rightarrow 0$ позволило в [5] получить решение уравнения (1.4), возрастающее при приближении к критическому сечению (штрихпунктир фиг. 1), а уточнение аппроксимации в окрестности $M_1 = 1$ путем применения разложения $M_1 = 1 + \epsilon$, $M = 1 + \delta$ приводит к соотношению $\delta(\delta - \epsilon) = \text{const}$, которое в переменных M и M_1 можно записать в виде

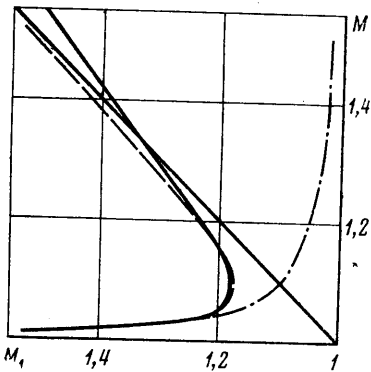
$$(1.12) \quad (M - 1)(M - M_1) = \text{const}$$

Из анализа поведения этих решений в [5] сделан вывод о невозможности непрерывного перехода от сверхзвукового режима течения к дозвуковому при стационарном истечении, поскольку при любом ненулевом возмущении существует сечение, после достижения которого решение (1.9) не может быть продолжено в сторону убывания M_1 .

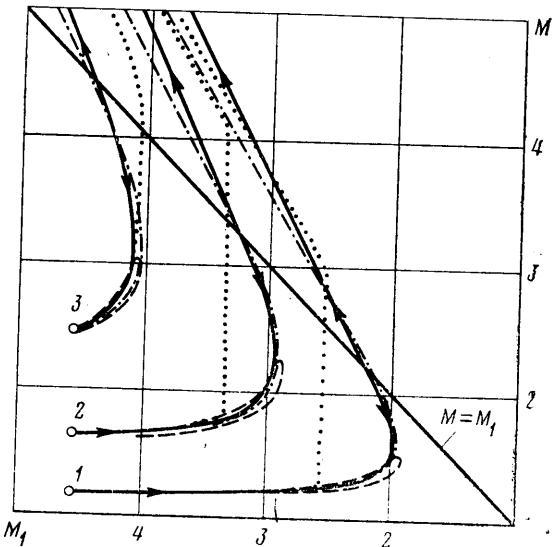
На фиг. 1 приводится сопоставление аналитического решения для слабой волны (1.12) (штриховая линия) с соответствующей интегральной кривой уравнения (1.9), полученной численно (сплошная линия). Видно, что приближенное соотношение (1.12) позволяет правильно описать поведение нижней ветви интегральной кривой и в то же время (1.12) не дает ответа на вопрос о динамике ударной волны вблизи положения равновесия $M=M_1$.

Фигура 2 иллюстрирует поведение интегральных кривых уравнения (1.9), полученных численно для различных значений M_1° и M° (сплошные линии). Кривые 1-3 соответствуют начальным значениям $M^\circ=1,25; 1,63; 3,00$ при $M_1^\circ=4,8$ ($\gamma=1,4$). Стрелками показаны направления изменения параметров при движении волны в сужающемся канале.

Так, стрелки фиг. 2 направлены вправо в случае выноса обращенной волны набегающим потоком вниз по течению (если $M < M_1$) и влево в случае движения волны вверх по течению ($M > M_1$). Прямая $M=M_1$ отвечает стационарным решениям и является границей областей, в которых волна распространяется



Фиг. 1



Фиг. 2

в разные стороны. Поскольку вблизи равновесия движение волны происходит в направлениях, выходящих из точек прямой $M=M_1$, любое отклонение от стационарного состояния навсегда выводит скачок из этого состояния. Для расширяющегося канала движение ударной волны происходит в противоположных направлениях, и после небольшого отклонения от положения равновесия скачок возвращается в исходное состояние. Таким образом, в рамках гипотезы Чиснелла прямой скачок всегда устойчив в расширяющемся канале и неустойчив в сужающемся. В то же время условие устойчивости прямого скачка в канале переменного сечения зависит от граничных условий на выходе (см., например, [6]), следовательно, возможность применения гипотезы Чиснелла для описания динамики обращенной волны также будет зависеть от этих условий.

Обозначим через $M_1 = F(M)$ уравнение линии, на которой $dM/dM_1 = \infty$, т. е. интегральные кривые уравнения (1.9) имеют вертикальную касательную. Выражение для $F(M)$ легче всего получить из анализа уравнения (1.4), заметив, что при $dA/dx \neq 0$ условие $M_2 = 1$ приводит к бесконечности производных dp_2/dx и du_2/dx . Подставив $M_2 = 1$ в соотношение (1.6), получим

$$(1.13) \quad F(M) = \frac{\{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)\}^{1/2} \{(\gamma - 1)M^2 + 2\}^{1/2} + 2(M^2 - 1)}{(\gamma + 1)M}$$

Тогда из фиг. 2 получаем, что в сверхзвуковом сопле обращенная ударная волна будет сноситься вниз по потоку, и ее интенсивность при этом будет возрастать, если в начальном сечении $M < M_1 < F(M)$, или убывать, если $M_1 > F(M)$, либо она будет распространяться против течения, разрушая стационарный поток перед ней (при $M_1 < M$). Причем если $M_1 < F(M)$, то в процессе своего движения ударная волна будет стремиться занять стационарное положение, отвечающее прямому скачку, в противном случае ее число Маха будет монотонно убывать до 1.

В сужающемся канале сверхзвукового диффузора обращенная ударная волна будет сноситься вниз по потоку и ее интенсивность при этом будет возрастать, если вначале $M_1 > F(M)$, или убывать при $F(M) > M_1 > M$, либо она будет распространяться влево, разрушая стационарный поток перед ней, если в начальном сечении $M > M_1$. Отметим, что в сужающихся каналах при начальных значениях $M < M_1$ решение уравнения (1.9) не может быть продолжено после достижения волной стадии, в которой $M_1 = F(M)$. Причем в этом сечении M остается меньшим M_1 и, следовательно, поведение ударной волны после достижения указанного состояния не может быть описано обобщенной теорией Чиснелла. Таким образом, кривая $M_1 = F(M)$ является своеобразной границей применимости этой теории.

Прежде чем перейти к изложению результатов численного исследования задачи, остановимся на некоторых аспектах применения полученных закономерностей к вопросу о нестационарном запуске сверхзвукового диффузора. В ряде случаев исход волнового запуска, проводимого по методике, изложенной в [7], целиком или частично определяется условиями прохождения через сужающуюся часть диффузора обращенной ударной волны. Из анализа поведения интегральных кривых (фиг. 2) можно сделать вывод, что если при достижении ударной волной стадии $M_1 = F(M)$ канал диффузора начнет расширяться (или перестанет меняться), то решение уравнения (1.9) будет существовать на всем отрезке оси x и, следовательно, в таком диффузоре со временем установится стационарное сверхзвуковое течение. Используя фиг. 2, можно получить необходимую связь начальной интенсивности обращенной ударной волны и минимально возможной площади горла диффузора, при которой характеристическое уравнение (1.9) будет иметь решение, соответствующее запуску. Для слабых ударных волн эта связь может быть представлена в явном виде. Действительно, обозначив параметры в начальном сечении градусом, а в критическом сечении индексом D , из (1.12), (1.13) и условия $M_1 = F(M)$ при M и M_1 , близких к 1, будем иметь

$$(1.14) \quad M_{1D} = 1 + 2\sqrt{(M^\circ - 1)(M_1^\circ - M^\circ)}$$

Соотношения типа (1.14) определяют условия, при которых уравнение (1.9) имеет решение, соответствующее запуску данного диффузора. Если окажется, что в указанных пределах гипотеза Чиснелла верна и после достижения ударной волной стадии $M_1 = F(M)$ волна не сможет более распространяться вправо, то полученные зависимости можно использовать в качестве условий, приводящих к запуску.

2. В процессе движения по каналу переменного сечения ударная волна непрерывно возмущает поток за ней. Эти возмущения, взаимодействуя с изменениями площади канала, могут повторно отразиться, догнать и изменить интенсивность ударной волны.

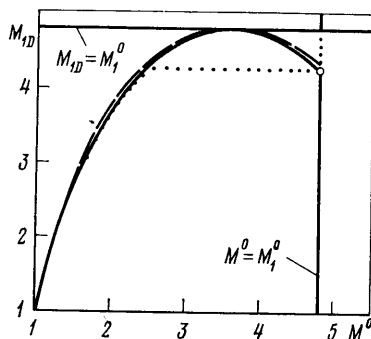
Поскольку гипотеза Чиснелла не учитывает взаимодействия ударной волны с приходящими на нее возмущениями (в каналах диффузора эти возмущения могут быть достаточно сильными из-за кумулятивного эффекта), полученные в п. 1 результаты необходимо проверить на более полной модели. Для этой цели, а также для определения предельной интенсивности обращенной ударной волны, при которой она проходит через сужение диффузора, был проведен ряд численных экспериментов на нестационарной квазиодномерной модели течения, ранее описанной в [8].

Оценка точности расчетов осуществлялась в [8] на задачах о запуске сверхзвуковых сопел и взаимодействии ударных волн с сужающимся каналом. Показано, что используемая одномерная модель, допускающая строгую трактовку основных разрывов, учитывающая наличие двумерной структуры в области горла отражающего сопла и переменность теплоемкости газа в областях высоких температур, позволяет получать достоверные сведения о поведении системы волн в большом диапазоне чисел Маха падающей волны. При этом эффекты, связанные с отрывом, слабо влияют на скорость распространения волновой структуры и, в частности, обращенной ударной волны, но затягивают время запуска из-за наличия отрывной зоны.

Решение задачи о движении обращенной волны по каналу диффузора в полной постановке требует задания соответствующих граничных и начальных условий. За начальное распределение параметров брались стационарное распределение газодинамических величин за волной, имеющее место в случае, когда к моменту взаимодействия с сужающимся каналом ($t=t_0$) ударная волна длительное время распространялась в цилиндрическом канале, предшествующем участку сужения.

В зависимости от начальной интенсивности ударной волны и числа Маха набегающего на нее потока возможны как чисто сверхзвуковые или чисто дозвуковые режимы течения, так и режимы с переходом через скорость звука. На фиг. 3 в плоскости начальных данных (M^0 , M_{1D}) при $M_1^0=4,8$ и $\gamma=1,4$ сплошной линией представлена кривая, соответствующая начальным распределениям со звуковой скоростью в минимальном сечении сужающегося канала. Если значения начальных данных лежат ниже этой линии, то стационарного течения, отвечающего им, не существует. В этом случае за волной задавалось распределение, соответствующее стационарному течению в канале с максимально возможным поджатием диффузора, и предполагалось, что в момент $t=t_0$ происходит мгновенное уменьшение площади горла. Давление на выходе из диффузора в процессе расчетов поддерживалось таким, каким оно было в стационарном потоке в начальный момент.

Если расширение канала диффузора начинать в сечении, где интегральная кривая уравнения (1.9) имеет вертикальную касательную, то полученная таким образом зависимость M_{1D} от M^0 при фиксированном M_1^0 будет иметь вид, представленный на фиг. 3 штриховой линией. Оказывается, что гипотеза Чиснелла не позволяет найти решение примерно при тех же значениях M_1 , при которых стационарное течение за обращенной ударной волной невозможно.



Фиг. 3

Сравнение результатов численных экспериментов с расчетами по приближенному методу Чиснелла приведено на фиг. 2 для различных интенсивностей ударных волн и поджатий диффузора при $M_1^{\circ}=4,8$ и $\gamma=1,4$. Интегральные кривые уравнения (1.9) представлены сплошными линиями, а результаты численного анализа — штриховыми и пунктирными линиями в зависимости от конечного состояния потока. Штриховые линии отвечают поджатиям диффузора, при которых в его минимальном сечении реализуется сверхзвуковое течение. Причем верхние ветви этих линий соответствуют движению волны по сужающемуся каналу, а нижние — по расширяющемуся. Видно, что штриховые линии практически совпадают с нижними ветвями соответствующих интегральных кривых уравнения (1.9), и, следовательно, гипотеза Чиснелла хорошо описывает динамику обращенной волны в случае запуска. Пунктирные линии отвечают поджатиям диффузора, при которых запуск не осуществлялся. В этом случае после непродолжительного следования вниз по потоку интенсивность обращенной волны резко возрастает и волна, изменив направление своего движения, начинает разрушать стационарный поток перед ней. Такое поведение ударной волны объясняется ее взаимодействием с возмущениями, отраженными от диффузора. По мере увеличения интенсивности ударной волны величина поджатия диффузора, через который она может пройти без отражения, уменьшается.

Найденная из численных экспериментов зависимость предельного поджатия диффузора от начальной интенсивности обращенной ударной волны приведена пунктиром на фиг. 3 для $M_1^{\circ}=4,8$. Штриховой линией на фиг. 3 обозначена соответствующая зависимость, полученная из обобщенной гипотезы Чиснелла. Из сравнения различных кривых этой фигуры видно, что при поджатиях диффузора, больших квазистационарного, обобщенная теория Чиснелла, результаты численных расчетов и условие существования стационарного начального распределения за волной дают близкие значения степеней поджатия диффузора. Следовательно, для определения гранич применимости обобщенной теории Чиснелла, а также возможности осуществления в данном диффузоре сверхзвукового режима течения после взаимодействия с обращенной ударной волной достаточно построить аналитическую зависимость $M^{\circ}=M^{\circ}(M_{1,D})$, соответствующую максимально возможному расходу газа за волной при условии стационарности течения.

3. Поскольку предположение о стационарности течения за обращенной ударной волной оказалось возможным использовать при расчете условий применимости гипотезы Чиснелла и условия запуска диффузора, то естественно попытаться, пользуясь идеями квазистационарного метода, провести исследование распространения ударной волны по каналу диффузора.

Квазистационарный метод расчета широко применяется для определения конечной системы волн, получающейся при взаимодействии ударных волн с изменениями площади поперечного сечения каналов [3, 4]. При этом течение предполагается состоящим из областей стационарного течения, нестационарных волн разрежения, контактных поверхностей и ударных волн, а изменения сечения сконцентрированы в узкой области. Предпринимались также попытки использовать этот метод для расчета траекторий ударных волн в процессе запуска сверхзвуковых сопел. Так, в работах [8–10] с помощью квазистационарного метода расчет ударного запуска производился путем последовательных переходов вниз по соплу, причем предполагалось, что на каждом шаге в данном сечении сопла успевает установиться стационарная волновая картина. При этом канал постоянного сечения, в котором как бы распространяется система волн, в следующий момент выбирался так, чтобы его площадь совпадала с площадью реального сопла в месте положения головного скачка [9] или в месте положения обращенной ударной волны [10].

Применение квазистационарного метода позволяет учесть влияние проходящей ударной волны на вторичную, но профиль давления между ними считается постоян-

ным, что не соответствует действительности. Это обстоятельство приводит к значительному отклонению расчетных точек от траекторий волны торможения [8]. В случае распространения вторичной ударной волны по сужающемуся каналу диффузора предположение о квазистационарности течения позволяет найти распределение газодинамических параметров за волной, поэтому можно ожидать лучшего совпадения расчетов с экспериментальными данными.

Предположим, что к моменту прихода волны во входное сечение диффузора за ней установилось стационарное течение. Из всех диффузоров, удовлетворяющих условию существования стационарного режима течения за волной, выберем имеющий максимально допустимое поджатие, т. е. тот, в горле которого поток будет звуковым, и рассмотрим поведение волны в нем. Будем считать, что при каждом элементарном перемещении ударной волны ее интенсивность меняется так, что расход газа за ней остается максимально возможным при условии квазистационарности течения за волной. Тогда динамику обращенной волны можно описать аналитически, замыкая систему стационарных соотношений и уравнений на скачке условием наличия звуковой скорости в минимальном сечении диффузора. На фиг. 2 штрихпунктирными линиями приведены результаты применения квазистационарного метода для различных значений начальной интенсивности обращенных ударных волн: $M_1^{\circ}=4,8$ и $\gamma=1,4$.

При $M < M_1$ результаты двух приближенных методов хорошо согласуются. Это свидетельствует о том, что в указанных условиях приближенная теория [2] обеспечивает сохранение расхода газа за волной во время ее движения по каналу переменного сечения.

Таким образом, развитый выше квазистационарный подход можно использовать в качестве наиболее простого способа получения информации о динамике обращенной ударной волны в тех же рамках, что и обобщенную гипотезу Чиснелла, например в случае осуществления запуска диффузора. В то же время сравнение с численными расчетами на полной нестационарной квазидономерной модели течения показало, что поведение обращенной ударной волны лучше описывать квазистационарным методом, чем обобщенной гипотезой Чиснелла.

4. В заключение выделим следующие закономерности поведения обращенной волны в канале диффузора. Если в начальном сечении $M^{\circ} < M_1^{\circ}$, то ударная волна будет сноситься набегающим потоком вниз по течению. Причем если поток за ней сверхзвуковой, то интенсивность волны с течением времени будет возрастать, если дозвуковой — убывать. На этом участке поведение волны определяется ее взаимодействием с изменяющимся каналом и хорошо описывается обобщенной гипотезой Чиснелла. Если поджатие диффузора не превышает значений, определяемых условием стационарного истечения газа за волной через горло диффузора, то осуществляется запуск и при этом интенсивность ударной волны меняется непрерывно в соответствии с выводами приближенных теорий.

При поджатиях, превышающих указанные значения, обязательно существует участок канала, на котором происходит взаимодействие обращенной волны с отраженными от диффузора возмущениями. Интенсивность ударной волны на этом участке меняется настолько, что после окончания взаимодействия газ за волной может стационарным образом проходить через минимальное сечение диффузора. Следовательно, последующие перемещения ударной волны могут быть рассчитаны при помощи квазистационарного метода данной работы. Процесс взаимодействия обращенной волны с отраженными возмущениями происходит по-разному в диффузорах различной формы и при различных начальных распределениях параметров газа за волной, однако после окончания взаимодействия движение ударной волны определяется степенью поджатия диффузора.

Направление движения волны зависит от текущего соотношения между M и M_1 , поэтому если выход процесса на квазистационарный режим произойдет при $M \leq M_1$, то обращенная волна минует минимальное сечение диффузора и запуск его будет осуществлен. В противном случае сверхзвуковое течение перед диффузором будет разрушено. Это обстоятельство и объясняет причину запуска диффузора с минимальным сечением, превышающим рассчитанное по прямому скачку [11], при любом $M^{\circ} \leq M_1^{\circ}$.

Отметим, что для конкретного устройства траекторию обращенной ударной волны можно получить из соотношения

$$t-t_0 = \int_{x_0}^x \frac{dx}{a_1(M_1-M)}$$

подставляя в него найденную выше зависимость $M=M(M_1)$ и стационарные распределения $M_1(x)$ и $a_1(x)$.

Таким образом, на модельных начальных распределениях в рамках идеального газа и одномерного подхода определены условия осуществления сверхзвукового режима в данном диффузоре после взаимодействия с ним обращенной ударной волны. Эти условия совпадают с границей применимости гипотезы Чиснелла для описания динамики обращенной волны на всей длине канала переменного сечения, а также с условиями существования начального стационарного потока за волной.

В заключение автор выражает глубокую признательность А. Н. Крайко и В. Т. Гриню за ряд ценных советов и пожеланий, использованных в данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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. 286.
2. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977, 568 с.
3. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977, 274 с.
4. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1978, 687 с.
5. Честер У. Распространение ударных волн в каналах переменного поперечного сечения. В сб.: Проблемы механики. Вып. 4, М.: Изд-во иностр. лит., 1963, с. 100.
6. Гринь В. Т., Крайко А. Н., Тилляева Н. И., Широносков В. А. Анализ устойчивости одномерного течения в канале при произвольном изменении параметров стационарного потока между сечением замыкающего скачка и выходом из канала. ПММ, т. 41, 4, 1977, с. 637.
7. Лашков А. И., Никольский А. А. Волновой запуск сверхзвукового диффузора.—Инж. ж., 1962, т. 2, вып. I, с. 11.
8. Григоренко В. Л. Численное исследование ударного запуска сверхзвуковых сопел и сравнение с экспериментальными данными.—Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 1, с. 120.
9. Atan H. O. Vorgange beim Start einer ebenen Reflexionsduse.—Z. Flugwiss, 1974, Bd 19, Nr. 10, S. 393.
10. Бриган А. В. Формирование течения в плоском сопле ударной трубы.—Научн. тр. Ин-та мех. МГУ, 1976, № 43, с. 48.
11. Лукашевич Дж. Диффузоры для сверхзвуковых аэродинамических труб. Механика. Сб. перев. и обз. иностр. период. лит., 1954, вып. 5, с. 59.

Москва

Поступила в редакцию
7.V.1980