

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОТРАЖЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ СТЕНКИ С ЩЕЛЕВЫМ ОТВЕРСТИЕМ

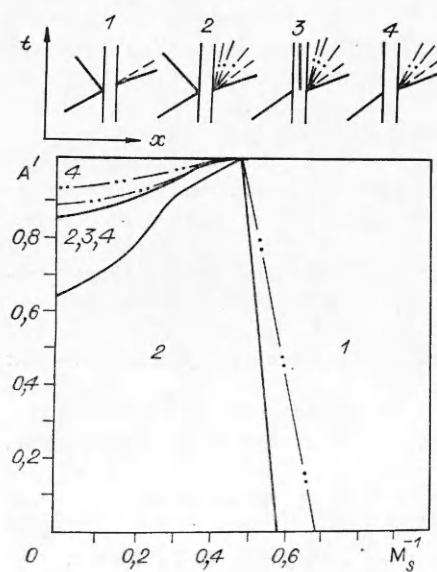
А. Б. Британ, А. Я. Рудницкий, А. М. Старик

(Москва)

Движение ударных волн (УВ) в каналах переменного сечения — важное и малоизученное явление, которое находит широкое применение в промышленной технологии, практике аэрофизического эксперимента, а также в лабораторных исследованиях с помощью ударных труб [1].

В простейшем случае, когда два прямолинейных и различающихся поперечным размером канала соединены переходником с плавным изменением сечения, анализ течения по обе стороны переходника обычно проводят в рамках квазистационарной модели одномерного потока [2—4]. В частности, для канала с уменьшением площади поперечного сечения A квазистационарная теория предсказывает четыре возможных варианта волновой структуры течения, схематически изображенных в верхней части рис. 1. Поскольку течение в самом переходнике не рассматривается, на схемах переходник заменен разрывом, к которому слева приходит падающая УВ (жирные сплошные линии — траектории УВ в координатах пространство — время). При дозвуковой скорости потока реализуется режим 1 с отраженной и прошедшей УВ, пространство между которыми разделено контактной поверхностью (ее траектория показана на схемах штриховой линией). С увеличением интенсивности падающей УВ в потоке появляется нестационарная волна разрежения (штрихпунктир), ускоряющая поток за прошедшей волной до сверхзвуковой скорости — режим 2. При малых сужениях канала и достаточно больших скоростях газа отраженная УВ ослабляется, перестает двигаться навстречу потоку — режим 3, в конечном счете вырождается в слабое возмущение — режим 4 [2, 4]. Волновая структура течения в режиме 4 определяется прошедшей УВ и волной разрежения.

Характерными параметрами, от которых зависит результирующая волновая структура, являются, таким образом, число Маха падающей УВ $M_s = v_s/a_1$ (v_s и a_1 — скорость падающей УВ и скорость звука в невозмущенном газе) и относительный размер канала $A' = A_1/A$ (A_1 — площадь канала в выходном сечении переходника). На рис. 1 сплошными



Р и с. 1

линиями проведены границы между областями значений параметров M_s и A' , при которых реализуются режимы течения, предсказанные квазистационарной теорией для совершенного газа с показателем адиабаты $\kappa = 1,4$. Нумерации областей на диаграмме режимов и волновых структур в верхней части рис. 1 совпадают.

Интересная особенность диаграммы режимов — наличие области, в которой возможны три стационарные волновые структуры 2, 3, 4 (область сосуществования). В [3] проблема выбора конкретной структуры, реализуемой в этой части диаграммы при заданных M_s и A' , решалась в соответствии с принципом минимума производства энтропии. Однако позже [5] показано, что в области сосуществования реализуется единст-

венное решение без отраженной УВ (режим 4), а отсутствие структуры 3 объяснялось неустойчивостью УВ в сужающемся переходнике. В последнее время этот факт нашел подтверждение в численных расчетах [6], поясняющих также динамику развития течения и перехода от режима 2 к режиму 4. На основе решения одномерных нестационарных уравнений газовой динамики для невязкого, нетеплопроводного газа в [6] получено, что режимы течения, предсказанные квазистационарной теорией, действительно имеют место (за исключением отмеченных особенностей в области сосуществования), причем время формирования стационарного потока существенно зависит от определяющих параметров задачи M_s и A' .

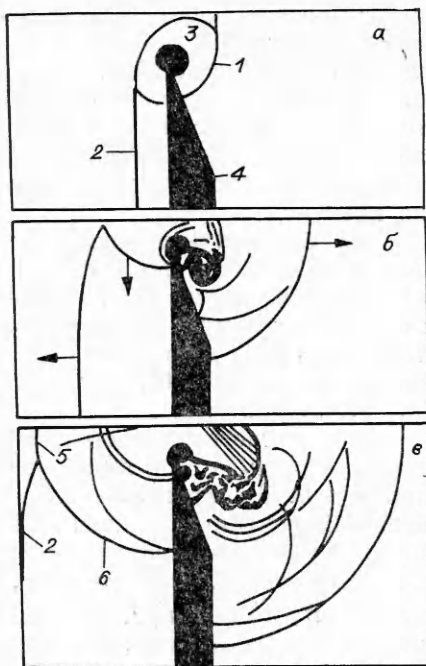
Выше уже отмечалось, что квазистационарный анализ применим для течений, достаточно близких к одномерному, т. е. для каналов, соединенных переходником с небольшим ($\sim 10-15^\circ$) углом наклона стенок [6-8].

Если сужение канала имеет вид уступа или препятствия в виде отражающей стенки с отверстием, картина течения существенно усложняется [8-10].

На рис. 2 приведена схема течения, восстановленная по фотографии процесса отражений УВ от стенки, правая поверхность которой срезана под углом 20° , а зазор между острой кромкой и верхней стенкой канала образует щелевое отверстие [10]. Слева к стенке приходит падающая УВ, и в последующий момент времени (рис. 2, а) на теневых фотографиях наряду с прошедшей волной 1 и плоской частью отраженного фронта 2 присутствует волна разрежения, центрированная на острой кромке отражающей стенки 4. Взаимодействие волны разрежения с фронтом отраженной УВ приводит к образованию криволинейного участка фронта.

Дальнейшее развитие течения определяется взаимодействием основных элементов картины между собой и со стенками канала. Фотография на рис. 2, б получена в более поздний момент, когда в результате отражения скачков образуется маховская конфигурация; стрелками указаны направления движения основных возмущений. На рис. 2, в отчетливо виден прямолинейный скачок 5 маховской конфигурации — стебель Маха, участок отраженного фронта 2 и криволинейный скачок 6, занимающие к этому времени значительную область потока слева от отражающей стенки. Сложное течение справа от стенки определяется дифракцией прошедшей волны в расширяющемся канале [11, 12], а также вязкими эффектами в потоке и образованием вихря в окрестности острой кромки. Для анализа картины течения по обе стороны отражающей стенки следует учитывать не только нестационарный, но и существенно двумерный характер потока. Можно заранее предположить (на это, в частности, указывалось в [4]), что двумерные эффекты изменят и результирующую структуру течения, которая при заданных M_s и A' будет отличаться от режима, предсказанного квазистационарной моделью потока. Поскольку соответствующие расчеты отсутствуют, представляет интерес провести численное моделирование процесса и изучить влияние определяющих параметров на результирующую картину течения при отражении УВ от стенки с щелевым отверстием.

В расчетах рассматривался плоский канал высотой $2H$ с торцевой стенкой в сечении $x = 0$, к которому в момент времени $t = 0$ приходит



Р и с. 2

слева плоский фронт падающей УВ. В стенке имеется щелевое отверстие, высота которого $2h$ с острой кромкой, при $x > 0$ переходящее в расширяющееся сопло. Газ справа от фронта падающей УВ покоится. Численное интегрирование двумерных нестационарных уравнений, описывающих течение невязкого и нетеплопроводного совершенного газа, осуществлялось методом Годунова [13] в модификации Колгана [14], обеспечивающей второй порядок точности по пространственным координатам и первый — по времени.

На твердых непроницаемых стенках ставились условия непротекания, а на правой и левой границах расчетной области — условия «неотражения» возмущений [13]. Принималось, что на левой границе параметры газа соответствуют условиям за падающей УВ (давление $p = p_2$, плотность $\rho = \rho_2$, продольная составляющая скорости $u = u_2$, поперечная составляющая $v = 0$), а на правой — условиям в невозмущенном газе ($p_1, \rho_1, u_1 = v_1 = 0$).

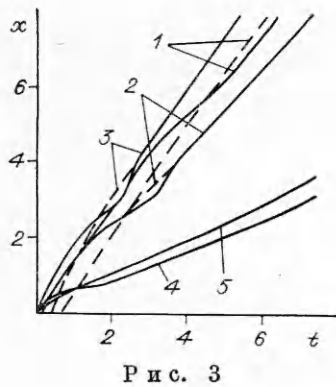
В качестве начального распределения принималось: $p = p_2, \rho = \rho_2, a = a_2, u = u_2, v = 0$ при $x \leq 0$; $p = p_1, \rho = \rho_1, a = a_1, u = 0, v = 0$ при $x > 0$. С сохранением прежних обозначений использовались безразмерные переменные, причем в качестве масштабов длины, скорости, плотности служили соответственно полувисота отверстия h , скорость звука a_1 и плотность ρ_1 . Для давления, времени и температуры масштабами служили $\rho_1 a_1^2, h/a_1$ и a_1^2/R (R — газовая постоянная). Расчет (при $x < 0$) проводился на прямоугольной сетке без явного выделения разрывов. Протяженность расчетной области вдоль оси Ox занимала не более $13h$, из которых длина участка слева от стенки ($x < 0$) составляла $9h$, а максимальное число расчетных ячеек достигало 6500.

В расчетах наблюдался аномальный всплеск давления на торцевой стенке в начальный момент времени, который достаточно быстро исчезал. Кроме того, вблизи стенки отмечалось формирование энтропийного слоя, сохранявшегося на протяжении всего времени счета. При анализе картины течения подобные «эффекты» не учитывались, так как они связаны с особенностями численного метода и не влияют на результаты расчетов.

Прежде чем перейти к анализу полученных результатов, рассмотрим некоторые закономерности развития со временем картины отражения. Детальная обработка и систематизация многочисленных теневых фотографий потока, проведенная в [9], показали, что существуют две фазы процесса формирования плоского фронта отраженной УВ. Первая фаза продолжительностью t_1 определяется взаимодействием криволинейных скачков b и заканчивается образованием маховской конфигурации (см. рис. 2, б, в) и стебля Маха на оси канала. Вторая фаза сопровождается ростом стебля Маха, который за время t_2 увеличивается до размеров высоты H .

Основной результат экспериментов [9] — установление автомодельного характера волновых процессов, сопровождающих формирование отраженной УВ, согласуется с выводами [10], однако при этом следует подчеркнуть, что в обеих работах фиксировались только положение и размеры основных элементов картины течения в различные моменты времени. Данные о влиянии указанных процессов на параметры торможения газа в районе торцевой стенки канала в литературе практически отсутствуют. Набор значений t_1 и t_2 , полученных в различных экспериментальных условиях, приводится в [9] без обсуждения конкретной зависимости этих характеристик от определяющих параметров M_s и A' .

Результаты численного исследования показывают, что t_1 зависит главным образом от локальных эффектов в районе отверстия, относительные размеры которого A' на начальном этапе не оказывают влияния на процесс, поскольку боковые стенки канала в нем не участвуют. Характерной величиной, определяющей скорость формирования условий в районе отверстия при $t < t_1$, как отмечалось в [9], может служить скорость звука a_2 . С увеличением M_s значения t_1 и t_2 сокращаются, причем t_2 зависит также от параметра A' , поскольку с уменьшением абсолютного разме-



Р и с. 3



Р и с. 4

ра отверстия растет время, за которое тройная точка маховской конфигурации достигнет боковой стенки канала.

В расчетах обнаружено изменение скорости роста маховского стебля, связанное с особенностями развития процесса в тот момент, когда криволинейный скачок b маховской конфигурации переходит с торцевой на боковую стенку канала. Дальнейшее продвижение скачка b происходит с нарастающей скоростью до тех пор, пока тройная точка конфигурации не достигнет боковой стенки, причем с уменьшением параметров M_s и A' этот эффект проявляется позже. Согласно расчетам в условиях экспериментов [10], отклонение процесса от автомодельности должно наступить через 160—170 мс после образования маховской конфигурации, однако время наблюдения в [10] значительно меньше (~ 100 мс), поэтому указанный эффект в экспериментах не зарегистрирован.

Неавтомодельный характер процессов, сопровождающих формирование фронта отраженной УВ, проявляется также и в поведении траектории движения осевой и пристеночной части фронта.

На рис. 3 приведены соответствующие траектории в координатах пространство — время, рассчитанные для нескольких значений M_s и A' . Сплошные кривые отвечают оси канала, штриховые — боковой стенке. Цифрами 1—5 показаны траектории для $M_s = 4; 4; 6; 6; 8$ и $A' = 0,162; 0,333; 0,333; 0,8; 0,8$. Пересечение кривых с осью t соответствует моменту отражения криволинейного скачка от оси канала (см. рис. 2, б). Время $t \leq t_1$ в силу причин, обсуждавшихся выше, не зависит от A' и уменьшается с ростом M_s .

Примечательная особенность всех кривых — наличие участка, на котором приосевая часть отраженного фронта обгоняет пристеночную, следовательно, фронт начинает изгибаться в сторону, противоположную отражающей стенке канала. Расчеты показывают, что на этом этапе формирования фронта отраженной УВ криволинейный скачок b маховской конфигурации движется от боковой стенки к оси канала. Стебель Маха занимает все сечение канала, однако параметры потока продолжают зависеть от процессов взаимодействия основных элементов волновой структуры.

Некоторые детали формирования распределений давления p_w и температуры T_w на боковой стенке иллюстрируют результаты расчета на рис. 4. Рассматривался случай дозвукового течения за падающей УВ ($M_s = 1,52$) при большом размере отверстия $A' = 0,91$, цифры 1—10 соответствуют моментам времени $t = 7,5; 6,5; 5,5; 4,5; 3,5; 2,5; 1,75; 1,25; 0,8; 0,4$.

Расстояние от кромок отверстия до боковой стенки канала в данном случае мало, и влияние отверстия непрерывно сказывается на поведении параметров торможения. Последовательные отражения от стенки волны разрежения и криволинейного скачка приводят к колебаниям парамет-

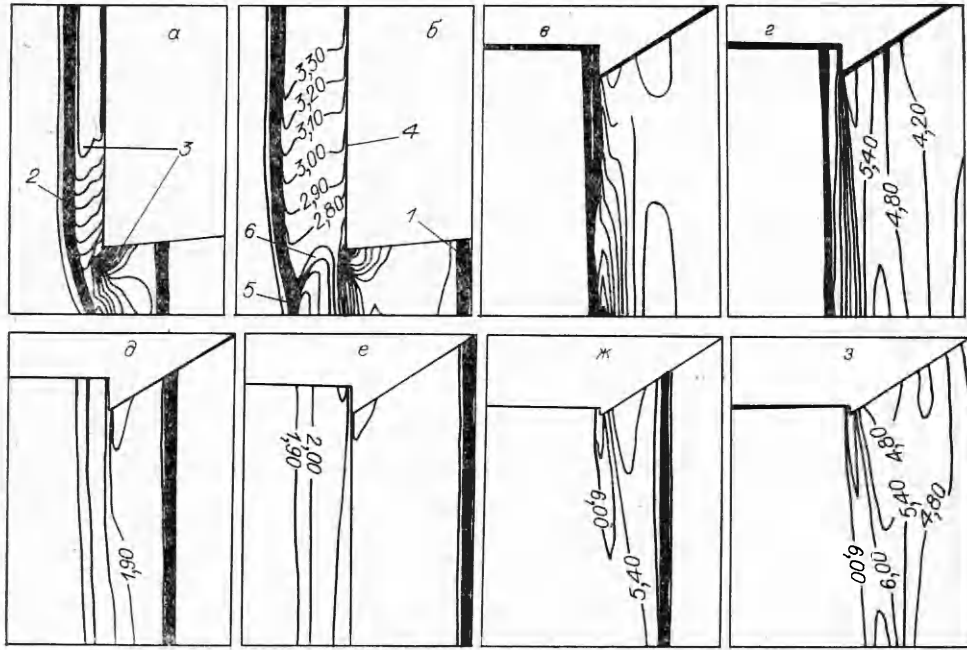


Рис. 5

ров на протяжении всего времени счета. Вблизи отражающей стенки ($x \sim 0,5$) формируется область повышенных значений температуры и давления, которая связана с торможением потока в угловых областях и в которой реализуются условия, близкие к течению за отсоединенным скачком уплотнения. Повышение параметров в энтропийном слое (о нем уже упоминалось; на рис. 4 он не показан) обычно локализовано в достаточно узкой зоне ($x < 0,15$), примыкающей к торцу, и составляет не более 3—4% от значений p_w и T_w . Параметры на боковой стенке постепенно приближаются к стационарным значениям, однако значительное время ($t \sim 6,5$) поведение давления и температуры указывает на существенно двумерный характер процессов за отраженной УВ. Использование квазистационарной теории (см., например, [15]) в данном случае приводит к существенным погрешностям в определении параметров потока. Для сравнения с рис. 4 отметим, что квазистационарная теория в этих условиях дает $p_w = 1,011$, $T_w = 1,003$, а при отражении УВ от «глухой» стенки реализуются параметры $p_w = 2,2$, $T_w = 1,28$.

Конфигурации, возникающие в двумерном потоке при отражении УВ от стенки с отверстием, интересно сравнить с волновыми структурами 1—4 (см. рис. 1). Подобное сопоставление особенно актуально при больших относительных размерах отверстия, поскольку в верхней области диаграммы режимов, по существу, отсутствуют как расчетные, так и экспериментальные данные, позволяющие восстановить картину течения в условиях существенного влияния двумерных эффектов.

На рис. 5 приведены расчетные распределения линий постоянной плотности (изопикн) в потоке, полученные для различных условий отражения. Изопикны на рис. 5, а, б соответствуют геометрии канала и интенсивности УВ в экспериментах [10] ($M_s = 1,52$, $A' = 0,167$). В численном моделировании надежно выделяются основные элементы маховской конфигурации УВ, прошедшая волна и волна разрежения (обозначения возмущений на рис. 2 и 5 совпадают). К моменту времени $t = 1,25$; 2,5 (рис. 5, а, б) расчетная картина течения слева от торцевой стенки согласуется с теньевыми фотографиями на рис. 2, а и б. Формируется волновая структура, характерная для режима 1, однако справа от отверстия появляется нестационарная волна разрежения, связанная с расширением канала при $x > 0$. С увеличением A' до 0,91 при $M_s = 1,52$ волна разре-

жения исчезает (рис. 5, *д, е*) и устанавливается режим *1* с дозвуковой скоростью во всей области течения между отраженной и прошедшей УВ. Расчет показывает, что влияние большого отверстия ослабляет отраженную УВ, при этом отдельные этапы формирования стационарной картины как бы сжимаются во времени (см. также рис. 3, кривые 3, 4). В отличие от рис. 5, *б* к моменту времени $t = 2,5$ на рис. 5, *е* отсутствует криволинейный скачок *б*, а фронт отраженной УВ достаточно прямолинеен. Параметры газа на боковой стенке изменяются в соответствии с данными на рис. 4, а траектории отраженной волны на оси и у стенки канала практически совпадают. Именно поэтому для кривых 4, 5 на рис. 3 не приведены штриховые линии.

При $M_s \geq 2,1$ течение перестраивается согласно волновой структуре режима 2, которая сохраняется вплоть до $A' \leq 0,80$. При дальнейшем увеличении отверстия ослабление отраженной УВ приводит к формированию стационарной конфигурации с УВ, локализованной в окрестности сечения $x = 0$. Начиная с $A' = 0,91$, картина отражения напоминает режим 3, предсказанный квазистационарной теорией, который сохранялся во всем диапазоне изменения M_s . Факт существования подобной конфигурации при $A' = 0,91$ трудно было предположить заранее, так как в данном случае торцевая стенка, по существу, заменяется небольшим уступом на боковой стенке канала. Распределение изолинии в потоке указанного режима ($M_s = 4, A' = 0,91$) приводится на рис. 5, *в, г* соответственно для моментов времени $t = 1,25$ и 4. Несмотря на значительные размеры отверстия, на начальных стадиях отражения (рис. 5, *в*) отчетливо прослеживается процесс образования маховского стебля на оси канала, а ниже по потоку криволинейный скачок взаимодействует с заметно деформированной волной разрежения.

Стационарная картина распределения изолинии изображена на рис. 5, *г*, из которого видно, что фронт отраженной УВ прямолинеен и переместился навстречу потоку. Увеличение M_s падающей УВ при $A' = 0,91$ не приводит к нарушению картины отражения, а лишь изменяет координату стационарного положения отраженной УВ. При $M_s = 8$ отраженный скачок располагался вдвое ближе к сечению $x = 0$, чем при $M_s = 4$, а с уменьшением A' начинал двигаться навстречу потоку в соответствии с волновой структурой режима 2. Отметим также, что в расчетах не обнаружено области сосуществования режимов, предсказанной квазистационарной теорией (см. рис. 1).

Границы между соответствующими областями значений M_s и A' , рассчитанные в двумерной постановке, приведены на рис. 1 штрихами с двумя точками. Смещение границы между режимами 1 и 2 показывает, что при резком сужении канала сверхзвуковое течение за прошедшей УВ устанавливается при меньших, чем в одномерном потоке, значениях M_s . Положение этой границы существенно зависит также от геометрии канала ниже по течению от торцевой стенки. Результаты расчета на рис. 1 получены для канала с параллельными стенками при $x > 0$. Если при $x > 0$ канал расширяется (см. рис. 5), поток за прошедшей волной может становиться сверхзвуковым даже в том случае, когда за падающей УВ $u_2 < a_2$. Последнее, в частности, означает, что в отражающих соплах ударных труб режим 1 реализуется в области значений M_s и A' , отвечающих только правой верхней части диаграммы режимов на рис. 1 (при $A' > 0,7$). Последовательность формирования картины отражения при $A' = 0,91, M_s = 1,52$ можно проследить по данным на рис. 4 и 5, *д, е*.

Двумерный характер процесса отражения приводит к смещению границ и в левой части диаграммы режимов. Нижняя штрихпунктирная граница разделяет области значений параметров для режимов 2 и 3, причем режим 3 в двумерном потоке реализуется в достаточно узком диапазоне изменения относительных размеров отверстия. При $A' > 0,91$ формируется режим обтекания сверхзвуковым потоком препятствия (область параметров над верхней штрихпунктирной кривой), который демонстри-

руют расчетные изоопикны, приведенные на рис. 5, ж, з для $M_s = 8$, $A' = 0,97$ и моментов времени соответственно $t = 0,2; 1,75$.

На рис. 5, ж виден косой скачок уплотнения, который еще не достиг оси канала, нестационарный веер разрежения на острой кромке отверстия и прошедшая УВ справа от отверстия. Картина напоминает раннюю стадию формирования течения на других режимах (см., например, рис. 5, а), однако в данном случае процесс как бы «замораживается» и взаимодействие скачков на оси в дальнейшем не переходит в маховское. Отметим, что горизонтальный масштаб рисунков в 4,13 раза крупнее вертикального, поэтому все изоопикны выглядят несколько сжатыми в продольном направлении и углы наклона возмущений отличаются от реальных. На рис. 5, з косой скачок с перепадом плотности $\rho/\rho_2 = 6$ отражается от оси канала, а его форма и угол наклона к потоку определяются поперечным распределением локального M_2 . Для рассмотренных условий ($M_s = 8$) на оси потока $M_2 = 1,79$, а угол наклона скачка близок к 45° . Возможность существования подобного режима при больших значениях A' обсуждалась в [9], отметим также, что в рассмотренном диапазоне изменения M_s и A' не обнаружено условий возникновения режима 4.

В каналах с резким сужением площади режим обтекания острого уступа с косым скачком уплотнения реализуется при $M_s > 2$ и небольших ($\sim 7\%$ от площади канала) размерах уступа. В указанном диапазоне параметров закругление острой кромки уступа должно привести к появлению режима 4 и тем самым уменьшить влияние уступа на параметры в ядре потока.

Авторы благодарят В. А. Левина за конструктивные замечания при обсуждении результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн.— Наука, 1977.
2. Oppenheim A. K., Urtiew P. A., Laderman A. J. Vector polar method for the evaluation of wave interaction processes // Arch. Budowy Mash.— 1964.— V. XI, N 13.
3. Oppenheim A. K., Urtiew P. A., Stern R. A. Peculiarity of shock impingement on area convergence // Phys. Fluids.— 1959.— V. 2, N 4.
4. Chester W. The propagation of shock waves along ducts of varying cross section // Advances in Applied Mechanics.— 1960.— V. 6.— P. 149.
5. Rudinger G. Passage of shock waves through ducts of variable cross section // Phys. Fluids.— 1960.— V. 3, N 3.
6. Greatrix D. R., Gottlib J. J. An analytical and numerical study of a shock wave interaction with an area change // UTIAS Report.— 1982.— N 268.
7. Григоренко В. Л. Численное исследование ударного запуска сверхзвуковых сопел и сравнение с экспериментальными данными // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1980.— № 1.
8. Bird G. A. The effect of wall shape on the degree of reinforcement of a shock wave moving into a converging channel // J. Fluid Mech.— 1959.— V. 5, N 1.
9. Николаев Г. Н. Экспериментальное исследование формирования ударной волны, отраженной от стенки с отверстием // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1974.— № 2.
10. Шардин Г. Пример применения ударной трубы к решению задач нестационарной газовой динамики. Ударные трубы.— М.: ИЛ, 1962.
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.
12. Британ А. В., Васильев Е. И. Особенности формирования течения в профилированном сопле ударной трубы // ДАН СССР.— 1985.— Т. 281, № 2.
13. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики.— М.: Наука, 1976.
14. Колган В. П. Применение принципа минимального значения производной к построению конечно-разностных схем для расчета разрывных решений уравнений газовой динамики // Учен. зап. ЦАГИ.— 1972.— Т. 3, № 6.
15. Безменов В. Я., Осипов В. В. Влияние площади критического сечения сопла аэродинамической трубы на течение газа в канале // Учен. зап. ЦАГИ.— 1981.— Т. 12, № 6.

Поступила 28/VII 1986 г.