

УДК 533.6.011.72

## ФОРМИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗА ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНОЙ В УДАРНОЙ ТРУБЕ С СОПЛОМ

БРИТАН А. Б., РУДНИЦКИЙ А. Я., СТАРИК А. М.

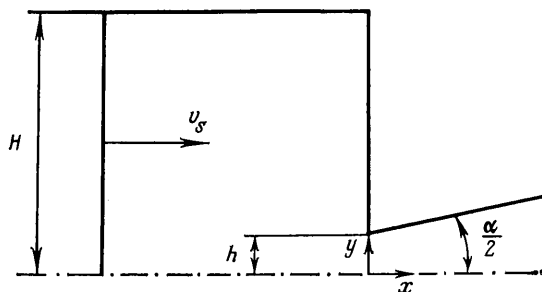
Формирование течения в ударных трубах — это сложный нестационарный процесс, в котором различные эффекты часто перекрываются либо проявляются в сходных условиях, поэтому в экспериментах не всегда удается выделить параметры, определяющие исследуемое явление. Это относится, в частности, к изучению вопроса формирования условий за отраженной ударной волной, который имеет достаточно обширную библиографию [1]. Использование сопла в торцевой стенке приводит к дополнительным проблемам, связанным со взаимным влиянием сопла и трубы на характеристики течения [2]. Число работ на эту тему в последнее время пополняется в значительной степени за счет численных исследований установления течения в расширяющемся канале сопла [3–7]. Значительно меньше информации о формировании параметров во входной части сопла, хотя известно [8], что геометрия и размеры входной части могут повлиять на продолжительность запуска сверхзвукового потока.

В данной работе на основе расчетов, выполненных в двумерной постановке, анализируется процесс отражения ударной волны от входной части сопла наиболее простой геометрии. Критическим сечением сопла служит щелевое отверстие с острыми кромками в торце трубы, переходящее далее в расширяющийся канал с прямолинейными образующими. В такой постановке результаты исследования носят достаточно общий характер, так как зависят от минимального числа определяющих параметров, которые варьировались в расчетах.

**1. Постановка задачи и метод решения.** Рассматривался плоский канал высотой  $H$  с торцевой стенкой, в которой имеется щелевое отверстие высотой  $h$ , переходящее справа в расширяющееся сопло с прямолинейной образующей и углом раствора  $\alpha/2$ . На фиг. 1 приведена схема канала, из которой видно, что минимальное сечение сопла образовано зазором между острой кромкой торца и осью  $x$ . Плоскость минимального сечения совпадает с плоскостью торца, а геометрия канала на фиг. 1 в целом соответствует продольному разрезу симметричной половины канала ударной трубы с отражающим соплом [1].

В момент времени  $t=0$  на торец слева со скоростью  $v$ , приходит плоский фронт падающей ударной волны. Процесс отражения и формирования параметров в газе за ударной волной, отраженной от стенки с щелевым отверстием, рассматривался в рамках модели невязкого нетеплопроводного совершенного газа. На твердых стенках ставились условия непротекания, а на правой границе расчетной области в расширяющейся части сопла — условия неотражения возмущений [3]. На левой границе задавались параметры, соответствующие условиям за падающей ударной волной (в дальнейшем обозначенные индексом 2). Считалось, что при  $t < 0$  область справа от фронта падающего скачка заполнена невозмущенным газом (начальные параметры невозмущенного покоящегося газа обозначены индексом 0).

Численное интегрирование системы двумерных нестационарных уравнений газовой динамики проводилось с использованием метода С. К. Годунова [9] в модификации работы [10]. Протяженность расчетной области по оси  $x$  составляла  $13h$ , из которых длина участка при  $x < 0$ , т. е. слева от торцевой стенки —  $9h$ , а по оси  $y$  —  $10h$ . Заметим, что независимо от числа ячеек расчетной сетки, которая была выбра-



Фиг. 1



Фиг. 2

на прямоугольной, вблизи торцевой стенки наблюдалось формирование «энтропийного слоя», а в начальные моменты времени после отражения ударной волны — аномальное увеличение давления, которое впоследствии исчезало [11]. Подобные «счетные» эффекты обусловлены особенностями используемого метода и при анализе процесса отражения не учитывались.

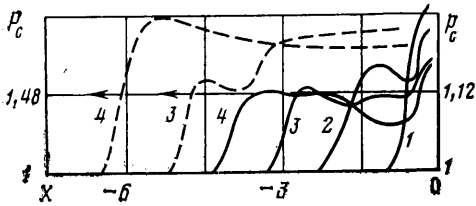
Определяющими параметрами задачи в рассматриваемом случае являются число Маха падающей ударной волны  $M_s = v_s/a_0$ , где  $a$  — скорость звука в невозмущенном газе; относительный размер отверстия  $A = h/H$  и показатель адиабаты  $\kappa$  (в расчетах принималось  $\kappa = 1,4$ ).

**2. Общие закономерности в развитии процесса.** На фиг. 2, *a—д* приведены распределения линий постоянной плотности в потоке (изопикн), рассчитанные для различных моментов времени  $t' = ta_0/h$  после отражения от торца падающей ударной волны. В рассмотренном варианте расчета ( $M_s = 4$ ,  $A = 0,162$ ) подробно анализировались отдельные этапы процесса отражения.

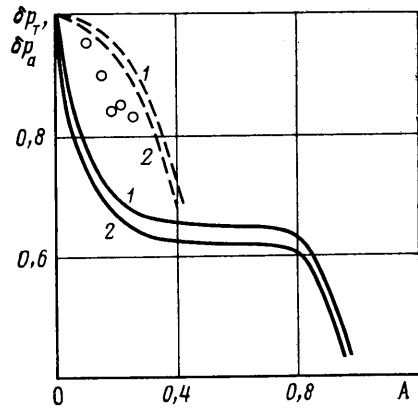
На фиг. 2, *a* ( $t' = 0,8$ ) надежно выделяются плоская часть фронта 1, отраженного от торца, и нестационарная волна разрежения 2, которая движется в сторону боковой стенки канала. Взаимодействие волны разрежения с отраженным фронтом приводит к его искривлению и регулярное отражение скачка от оси канала (фиг. 2, *a*) сменяется маховским с образованием тройной конфигурации скачков.

На фиг. 2, *б* ( $t' = 1,75$ ) отчетливо виден криволинейный скачок 3 и стембель Маха 4. На этом этапе картина отражения зависит только от абсолютного размера отверстия  $h$ , поскольку боковая стенка канала в образовании маховской конфигурации не участвует. К моменту времени  $t' = 2,5$  (см. фиг. 2, *в*) криволинейный скачок 3 приблизился к боковой стенке, маховский стембель увеличился почти вдвое и повышает плотность газа на оси до значения на стенке. «Голова» волны разрежения, отразившись от боковой стенки, движется к оси трубы, и значения перепада плотности на изопикнах  $\rho/\rho_0$  уменьшаются по направлению к отверстию. В развитии процесса участвует боковая стенка канала и картина отражения начинает зависеть от величины параметра  $A$ .

Изопикны на фиг. 2, *г* ( $t' = 4$ ) иллюстрируют примечательный этап в развитии процесса, когда криволинейный скачок 3 перешел с торца на



Фиг. 3



Фиг. 4

боковую стенку канала. Согласно расчетам, это сопровождается ускорением скачка (эффект «схлопывания») и нарушением автомодельности в развитии картины отражения [11].

На фиг. 2,  $\partial$  ( $t'=6$ ) криволинейный скачок, отразившись от боковой стенки, движется к оси канала, а фронт отраженной ударной волны принимает цилиндрическую форму с вышуклостью в сторону движения. Картина приближается к стационарной, причем как слева, так и справа от торцевой стенки, поскольку закончились процессы запуска сопла [8] (прошедшая волна 5, инициирующая запуск в расширяющемся канале, видна на фиг. 2, а).

Точность полученных результатов и достоверность рассмотренных особенностей течения проверялась путем сопоставления расчетных распределений изопикн с теньевыми фотографиями процесса отражения, приведенными в [12]. В экспериментах [12] отражающий торец ударной трубы образован двумя заостренными пластинами, установленными перпендикулярно потоку. Опыты проводились с воздухом при фиксированном значении  $M_s=1,52$  и  $A=0,162$  с использованием скоростной фотосъемки. С результатами измерений [12] сравнивались рассчитанные для этих условий координаты фронта отраженной волны, размер и форма маховского стебля в различные моменты и положение тройной точки пересечения скачков.

Удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных (см. [11]) свидетельствует о правильном описании волновых процессов и рассмотренных закономерностей формирования условий за ударной волной, отраженной от стенки с отверстием.

**3. Зависимость процесса отражения от величины определяющих параметров.** При фиксированном значении  $M_s=1,52$  изучалось влияние величины  $A$  на развитие картины отражения. На фиг. 3 сплошными кривыми показаны результаты расчета для значения параметра  $A=0,91$ , а штриховыми — для  $A=0,333$ . По горизонтальной оси отложено расстояние от торцевой стенки в калибрах отверстия, по вертикальной оси — безразмерная величина давления  $p_c=p/p_2$  на боковой стенке канала. Цифрами 1–4 обозначены зависимости  $p_c=f(X=x/h)$  рассчитанные при  $t'=0,8$ ; 3,5; 5,5; 7,5 соответственно.

Данные на фиг. 3 могут служить наглядным «индикатором» волновых взаимодействий у торца трубы. Уменьшение  $p_c$  в начальные моменты времени связано с приходом к боковой стенке волны разрежения. На кривых 2, 3 фиксируется момент отражения от стенки криволинейного скачка 3. Последующее снижение давления вызывает волна разрежения, а с уменьшением  $A$  на кривых отчетливо проявляется вторичный подъем

давления, связанный с упоминавшимся эффектом схлопывания криволинейного скачка (см. штриховую кривую 3).

Увеличение параметра  $A$  ослабляет проявление эффекта схлопывания, отраженная ударная волна существенно замедляется, а вблизи торца образуются застойные зоны с повышенным давлением газа. В обоих случаях в конечном счете устанавливается достаточно однородное распределение параметров, близкое к П-образному профилю. Вместе с тем из распределения изоцикн на фиг. 2 видно, что после установления однородных условий на оси канала слева от торца формируется область переменных параметров, определяемая стационарным ускорением газа в волне разрежения. Источником волны разрежения служит отверстие в торцевой стенке, причем его влияние на распределение параметров на оси потока слева от стенки ограничивается расстоянием  $\sim h$  от плоскости торца. Результаты расчетов, выполненных при значениях  $M_s=2, 4, 6$  и  $A=0,162-0,97$ , показали, что это расстояние практически не зависит от параметров  $M_s$  и  $A$ .

Аналогичная область переменных параметров формируется и на торцевой стенке. При  $A < 0,5$  ее протяженность по высоте торца ограничена расстоянием  $\sim 0,5 h$  от кромки отверстия и с ростом параметра  $A$  постепенно распространяется на всю поверхность торца. Результаты расчета показывают (см. фиг. 3), что при больших размерах отверстия ( $A=0,91$ ) фронт отраженной ударной волны значительно ослаблен волной разрежения и за равные промежутки времени проходит меньшее расстояние, чем при  $A=0,333$ . Указанный эффект нагляднее проявляется с ростом интенсивности падающей ударной волны. При  $M_s=4$  значительное замедление отраженной волны наблюдалось уже при  $A=0,8$ , а с увеличением параметра  $A$  до  $0,91$  отраженный фронт переставал двигаться навстречу потоку. При  $M_s=8$  отраженный фронт останавливался вдвое ближе к торцу, чем при  $M_s=4$ . Отметим также, что изменение параметра  $M_s$  очень слабо влияет на интенсивность криволинейного скачка маховской конфигурации. Если при  $M_s=1,52$  перепад плотности на криволинейном скачке составлял  $1,1-1,15$ , то при  $M_s=6$  он увеличивался только до  $1,25-1,3$ .

Влияние параметра  $M_s$  значительно сильнее проявляется в окрестности минимального сечения сопла. С ростом  $M_s$  уменьшался, в частности, изгиб звуковой линии и она смещалась навстречу потоку, приближаясь к сечению  $X=0$ . Для  $A=0,333$  координата звуковой линии на оси сопла при  $M_s=1,52; 4; 6$  соответствовала  $X=1; 0,57; 0,31$ . Если при  $M_s=1,52$  звуковые условия устанавливались только на оси, то при  $M_s > 2-2$  — по всей высоте потока при любых значениях параметра  $A$ .

**4. Влияние сопла на результаты измерений в ударных трубах.** В литературе чрезвычайно мало экспериментальных сведений о поведении параметров газа за отраженной волной на значительных расстояниях от торцевой стенки. В большинстве случаев (см., например, [1, 12, 13]) максимальное расстояние отраженного фронта от торца, зарегистрированное на фотографиях, не превышает  $50-100$  мм. В частности поэтому а также из-за маскирующего влияния вязких эффектов в эксперименте не зарегистрированы схлопывание криволинейного скачка и изгиб фронта отраженной волны в направлении движения. Отсутствие подобных результатов связано со сложностями визуализации протяженных участков течения в ударных трубах, а также со стремлением контролировать параметры торможения непосредственно на торцевой стенке. При этом особенно важно учитывать возможность влияния на результаты измерений области переменных параметров, т. е. по существу влияние сопла ударной трубы. В отсутствие сопла ( $A=0$ ) давление  $p_5$  и температура  $T_5$  за отраженной ударной волной определяются известными соотношениями для ударной адиабаты в совершенном газе. Отклонения параметров от соответствующей

щих значений при  $A > 0$  можно характеризовать коэффициентами

$$\delta p_T = \frac{p_T'}{p_5}; \quad \delta T_T = \frac{T_T'}{T_5}; \quad \delta P_a = \frac{p_a^\circ}{p_5}; \quad \delta T_a = \frac{T_a^\circ}{T_5}$$

$$p_T' = \int_{y_0}^{\varphi_0} p_T(y) \frac{dy}{\varphi_0 - y_0}, \quad T_T' = \int_{y_0}^{\varphi_0} T_T(y) \frac{dy}{\varphi_0 - y_0}, \quad \varphi_0 = \frac{1}{A}$$

Здесь  $p_T'$  и  $T_T'$  — средние значения установившихся распределений давления и температуры в сечении  $X=0$ ,  $y_0$  — размер области переменных параметров на торцевой стенке,  $p_a^\circ$  и  $T_a^\circ$  — соответственно установившиеся значения давления и температуры на оси канала в сечении  $X=0$ , т. е. в центре области переменных параметров. Расчеты, выполненные при различных значениях  $A$  и  $M_s$ , позволили определить величину коэффициентов  $\delta p_T$ ,  $\delta T_T$ ,  $\delta p_a$ ,  $\delta T_a$ . Результаты подобных расчетов для числа  $M_s=4$  (1) и 6 (2) приведены на фиг. 4. Сплошными кривыми построены значения коэффициента  $\delta p_a$ , а штриховыми —  $\delta p_T$  при изменении параметра  $A$  от 0 до 1. Важно подчеркнуть, что коэффициенты  $\delta p_T$  и  $\delta p_a$  отражают влияние различных процессов в исследуемой области потока. Если  $\delta p_T$  определяет величину потерь давления в неподвижном газе и связан с ослаблением отраженной ударной волны отверстием в стенке, то коэффициент  $\delta p_a$  соответствует снижению давления в движущемся газе на оси потока в области переменных параметров.

Экспериментальные точки на фиг. 4 — результаты измерений давления, выполненных в торце ударной трубы [14]. Величина параметра  $A$  в [14] изменялась с помощью набора осесимметричных отражающих сопел с различным диаметром критического сечения. Опыты проводились с воздухом при фиксированном значении  $M_s=4$ . В [14] не указаны сведения о расположении датчика давления относительно оси канала, однако, сравнивая экспериментальные точки с расчетной кривой 1, можно предположить, что показания датчика систематически искажались влиянием области переменных параметров. Отмеченные эффекты наиболее сильно проявляются при измерениях в торце ударных труб небольшого диаметра, использующих осесимметричные сопла. В плоских соплах, когда поперечные размеры сопла и канала совпадают, влияние области переменных параметров может отразиться на показаниях датчиков и результатах оптических измерений через окна в боковой стенке, установленные в плоскости продольной оси сопла. Данные на фиг. 4 дают представление о масштабах этого эффекта при различных значениях параметра  $A$ .

В ударных трубах чаще всего используют отражающие сопла с небольшим размером минимального сечения (параметр  $A < 0,1$ ). Ясно, что в такой геометрии сложно обеспечить значительные расходы истекающего газа, однако наиболее полно реализуются основные преимущества отражающего сопла — малые потери энергии при отражении и высокая температура [1, 2]. Для рассмотренных режимов ( $M_s=4$  и 6) при  $A < 0,1$  давление торможения во входной части сопла отличается от давления за ударной волной, отраженной от «глухой» стенки, не более чем на 2%. Давление на оси канала в районе отверстия за счет ускорения газа в волне разрежения уменьшается на 25%. Ясно, что в данном случае наличие области переменных параметров может существенно отразиться на результатах измерений через окна в боковой стенке трубы, расположенные достаточно близко к торцу ( $x \sim h$ ).

Существует, однако, ряд задач, для решения которых необходимо увеличить расход газа, например для моделирования течений с большим числом Рейнольдса [14]. Увеличение для этого параметра  $A$  неизбежно приводит к возрастающему влиянию сопла на величину давления и температуру за отраженной волной. Данные на фиг. 4 показывают, что при

$A > 0,3$  давление на торце в области переменных параметров уменьшается почти на 20%, а на оси канала — на 35%. При  $A > 0,5$  область переменных параметров распространяется на весь торец. Учитывая, что падающая ударная волна отражается от входной части сопла даже при  $A \sim 0,8$  (см. фиг. 4), возможность увеличения расхода с ростом  $A$  может стать определяющей, несмотря на значительное уменьшение давления в истекающем газе.

| $M_s$ | $A = 0,034$ | 0,057 | 0,162 | 0,333 | 0,666 |
|-------|-------------|-------|-------|-------|-------|
| 1,52  | —           | —     | 13,4  | 9,7   | 7,5   |
| 3     | —           | 17,4  | 8,4   | 6,4   | 4,2   |
| 4     | —           | —     | 6,5   | 4,2   | 3,3   |
| 6     | —           | —     | 4,1   | 3,25  | 2,25  |
| 8     | —           | —     | 2,5   | 1,95  | 1,45  |
| 8,5   | 8,75        | —     | —     | —     | —     |

Заметная перестройка потока происходит только при  $A > 0,97$ , когда торцевая стенка по существу превращается в два симметричных уступа на боковых стенках канала. Расчеты показывают, что в данном случае устанавливается стационарная картина обтекания препятствия с косым скачком уплотнения. Аналогичная ситуация может наблюдаться в большинстве конструкций ударных труб в местах стыковки секций или заделки датчиков и смотровых окон. На подобных уступах, площадь которых часто равна нескольким процентам площади канала, может удерживаться не только косой, но и прямой скачок уплотнения. Неконтролируемый нагрев и сжатие газа в ударной волне влияют на результаты измерения ниже по потоку. Важность учета подобных эффектов отмечалась ранее в [15].

В заключение следует остановиться на количественной характеристике процесса, связанной с временем формирования стационарных параметров во входной части сопла.

Анализируя расчетные данные, на фиг. 2, 3 легко увидеть, что время формирования области переменных параметров совпадает с продолжительностью установления стационарных распределений давления и плотности за фронтом отраженной ударной волны. Максимальные изменения давления на торцевой стенке (см. фиг. 3) связаны с прохождением вблизи стенки криволинейного скачка и волны разрежения. При последующих отражениях амплитуда колебаний параметров существенно уменьшается, хотя для полного затухания скачка, например, при  $A = 0,333$  требуется не менее 4—5 проходов поперек канала. При больших размерах отверстия ( $A = 0,91$ ) скачок затухает значительно быстрее — за 2—2,5 прохода, однако, в целом основные изменения в потоке происходят за время первого прохода криволинейного скачка от оси до боковой стенки канала. За это же время формируется и фронт отраженной ударной волны, а последующие колебания давления и температуры не превышают 10—15%.

Учитывая, что точность измерений в ударных трубах обычно не превосходит указанных величин, время формирования фронта отраженной ударной волны  $t_{\phi}'$  наряду с коэффициентами  $\delta p_a$  и  $\delta p_T$  может служить количественной характеристикой процесса установления стационарных параметров во входной части сопла. Значения времени формирования фронта  $t_{\phi}'$ , приведенные в таблице для  $A = 0,034$  и 0,057, получены в экспериментах [13], остальные рассчитаны в данной работе. Для сопел со скруглением дозвукового контура продолжительность формирования  $t_{\phi}'$  может вдвое превышать значения, приведенные в таблице, поскольку требуется дополнительное время на формирование отраженного фронта в сужаю-

щемся дозвуковом канале сопла [4, 8]. Результаты экспериментов, подтверждающих указанное обстоятельство, приведены в [13].

Авторы выражают благодарность Г. Н. Николаеву, И. М. Набоко за полезное обсуждение результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г.* Нестационарные воздействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
2. *Безменов В. Я., Осипов В. В.* Влияние площади критического сечения сопла аэродинамической ударной трубы на течение газа в канале // Уч. зап. ЦАГИ. 1981. Т. 12. № 6. С. 50–61.
3. *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.
4. *Кулагина О. В., Пирумов У. Г., Росляков Г. С.* Расчет запуска сверхзвукового сопла // Вычисл. методы и программирование. М.: Изд-во МГУ, 1983. Вып. 38. С. 78–92.
5. *Григоренко В. Л.* Численное исследование ударного запуска сверхзвуковых сопел и сравнение с экспериментальными данными // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 1. С. 120–127.
6. *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.
7. *Бриган А. Б., Васильев Е. И.* Ударный запуск плоских сопел с большим углом раствора // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 4. С. 100–106.
8. *Бриган А. Б., Васильев Е. И.* Исследование запуска профилированного сопла ударной трубы большого диаметра // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 5. С. 88–95.
9. *Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
10. *Колган В. П.* Применение принципа минимальных значений производной к построению конечно-разностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Уч. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 6. С. 68–77.
11. *Бриган А. Б., Рудницкий А. Я., Старик А. М.* Численное моделирование отражения ударной волны от стенки с отверстием // Теплофизика высоких температур. 1987. № 5.
12. *Шардин Г.* Пример применения ударной трубы к решению задач нестационарной газовой динамики // Ударные трубы. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. С. 563–573.
13. *Николаев Г. Н.* Экспериментальное исследование формирования ударной волны, отраженной от стенки с отверстием // Изв. АН СССР. МЖГ. 1974. № 2. С. 176–181.
14. *Hickmann R. S., Kyser J. B.* Refinements in high-Reynolds-number shock-tunnel technology // AIAA Pap. 1972. № 996. 10 p.
15. *Ткаченко Б. К.* Особенности высокотемпературных течений в ударных трубах и разброс экспериментальных данных // Высокотемпературная газодинамика, ударные трубы и ударные волны: Матер. Междунар. школы-семинара. Минск, 1982. С. 46–51.
16. *Amann H. O.* Vorgänge beim Start einer ebenen Reflexionsdüse // Z. Flugwiss. 1971. В. 19. № 10. S. 393–406.

Москва

Поступила в редакцию  
23.V.1986