для различных M, a_0 и x_0 получается своя форма несущего тела, которая меняется с их изменением. Расчеты также показали, что с ростом γ объем несущих тел увеличивается, а коэффициент подъемной силы крыльев *II* и аэродинамическое качество практически остаются неизменными.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Майкапар Г. И.** О волновом сопротивлении неосесимметричиых тел при сверхзвуковых скоростях // ПММ.— 1959.— Т. 23, вып. 2.
2. **Nonweiler T.** Aerodynamic problems of manned space vehicles // J. Roy. Aeron. Soc.— 1959.— V. 63.— P. 521.
3. **Воронин В. И., Швец А. И.** Оптимизация аэродинамических характеристик Λ-крыльев на сверхзвуковых скоростях полета // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1984.— № 5.
4. **Келдыш В. В.** Точные решения для систем с одним и двумя плоскими скачками уплотнения // Инж. журн.— 1961.— Т. 1, вып. 3.
5. **Flower J. W.** Configurations for high supersonic speeds dirived from simple shock-waves and expansions // J. Roy. Aeron. Soc.— 1963.— V. 67.— P. 287.
6. **Jones J. G., Woods B. A.** The design of compression surfaces for high supersonic speeds using conical flow fields // Rept and Memo/Aeron. Res. Council.— 1963.— N 3539.
7. **Kim B. S., Rasmussen M. L., Jischke M. C.** Optimization of wave-rider configurations generated from axisymmetric conical flows // J. Spacecraft and Rockets.— 1983.— V. 20, N 5.
8. **Воронин В. И., Швец А. И.** Несущие тела, построенные на течении за осесимметричными коническими скачками уплотнения // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1986.— № 2.
9. **Roe P. L.** A momentum analysis of lifting surfaces in inviscid supersonic flow // Techn. Rept/RAE.— 1967.— N 67124.
10. **Walkden F., Howie J. M.** A new method for calculating the supersonic flow past a body // Techn. Note/RAE:— 1962.— V. 89.
11. **Майкапар. Г. И.** Сравнение волнолетов различной формы // Учен. зап. ЦАГИ.— 1985.— Т. 16, № 4.

Поступила 3/II 1987 г.

УДК 533.6

НОВЫЙ КЛАСС МНОГОМЕРНЫХ ТЕЧЕНИЙ СЖИМАЕМЫХ СРЕД, ДОПУСКАЮЩИЙ ТОЧНУЮ ЛИНЕАРИЗАЦИЮ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ — СТОКСА

М. А. Демидов, А. П. Михайлов

(*Москва*)

Как установлено в [1—4], изоэнтропическое сверхсжатие вещества реализуется при росте давления на его границе в режиме с обострением (неограниченное нарастание за конечное время t_f)

$$(1)\qquad p(0,t) = p_0 (t_f - t)^{n_s}, \quad n_s = -2\gamma(N+1)/(\gamma+1+N(\gamma-1)),$$

где p — давление; γ — показатель адиабаты; $N = 0, 1, 2$ — индекс симметрии.

При изучении граничных режимов с обострением в задачах газовой динамики [5—10], в том числе при учете разнообразных физических процессов [11], показано, что «медленные» режимы с обострением (к ним относится и (1)) приводят к локализации течений в ограниченной области, безударному сжатию и образованию газодинамических структур [5—12], в «быстрых» режимах локализация отсутствует и сжатие сопровождается возникновением ударной волны, неограниченно усиливающейся при $t \to t_f$ [13].

Безусловный интерес представляет изучение безударного сжатия и эффекта локализации для многомерных газодинамических течений, чему и посвящена данная работа.

Рассматриваются многомерные течения вязких сжимаемых сред с однородной пространственной плотностью ($\rho = \rho_1(t)$, $\eta = 1/\rho = \eta_1(t)$, η — удельный объем). Показано, что уравнения Навье — Стокса сводятся при этом к линейным эллиптическим уравнениям Пуассона. На примере одномерного случая определены характеристики всех сред, допускаю-

щих течения с однородной пространственной плотностью. На основе полученных уравнений построены решения, описывающие эффект локализации многомерных газодинамических течений.

Более подробно отдельные вопросы, связанные с исследованием течений с однородной плотностью для уравнений Эйлера и в одномерном случае, изложены в [14, 15].

Уравнение неразрывности

$$\partial\rho/\partial t + \operatorname{div}(\rho\mathbf{v}) = 0 \tag{2}$$

($\mathbf{v}$ — скорость) для непрерывных течений с однородной плотностью $\left(\rho = \rho_1(t) = \eta_1^{-1}(t)\right)$ приводится к виду

$$\operatorname{div}\mathbf{v} = \frac{1}{\eta_1}\frac{d\eta_1}{dt}. \tag{3}$$

Запишем общее решение уравнения (3):

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \operatorname{rot}\mathbf{A}(\mathbf{r}, t), \quad (v_0)_i = \alpha_i^k(t)\, r_k, \quad \operatorname{Tr}\|\alpha_i^k\| = \frac{1}{\eta_1}\frac{d\eta_1}{dt}. \tag{4}$$

Здесь $N + 1$ — размерность пространства; $\{r_1, \ldots, r_N\}$ — координаты Эйлера; $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ — произвольная вектор-функция.

Считая, что динамическая вязкость газа зависит лишь от плотности $\mu = \mu(\rho_1(t))$, воспользуемся уравнениями Навье — Стокса

$$\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + [\operatorname{rot}\mathbf{v}, \mathbf{v}] + \operatorname{grad}\frac{\mathbf{v}^2}{2} = -\frac{1}{\rho}\operatorname{grad}p + \left(\mu + \frac{2}{3}\xi\right)\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{v} + \mu\Delta\mathbf{v} - \operatorname{grad}U \tag{5}$$

($\xi = \xi(\rho)$ — второй коэффициент вязкости, в общем случае произвольный, U — потенциал внешних сил).

В силу предположения $\rho = \rho_1(t)$ и выполнения уравнения (3) $\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{v} \equiv 0$ и $\rho^{-1}\operatorname{grad} p = \operatorname{grad}(p\rho^{-1})$, следовательно, (5) может быть приведено к форме

$$\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + [\operatorname{rot}\mathbf{v}, \mathbf{v}] - \mu(\rho)\Delta\mathbf{v} = -\operatorname{grad}\Psi, \; \Psi = \frac{p}{\rho_1} + \frac{\mathbf{v}^2}{2} + U. \tag{6}$$

Условие разрешимости $\operatorname{rot}\operatorname{grad}\Psi \equiv 0$ дает уравнение для скорости

$$\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{rot}\mathbf{v} + \operatorname{rot}[\operatorname{rot}\mathbf{v}, \mathbf{v}] - \mu(\rho)\operatorname{rot}\Delta\mathbf{v} = 0, \tag{7}$$

которое, согласно (4), определяет фактически вектор-функцию $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$. Потенциал $\Psi(\mathbf{r}, t)$, полученный с точностью до несущественной скалярной функции времени $F_1(t)$, находится из линейного эллиптического уравнения Пуассона

$$\Delta\Psi = -\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\eta_1}\frac{d\eta_1}{dt}\right) - \operatorname{div}[\operatorname{rot}\mathbf{v}, \mathbf{v}], \tag{8}$$

где удельный объем η_1 и скорость $\mathbf{v}$ входят в правую часть в качестве параметров, которое справедливо и для многомерных течений идеальных сжимаемых сред (описываемых уравнениями Эйлера), так как учет сил вязкости не влияет на его вид.

Анализ существенно упрощается в случае потенциальных течений

$$\mathbf{v} = \operatorname{grad}\Phi, \tag{9}$$

для которых равенство (7) выполняется тождественно, (9) также приводится к линейному уравнению Пуассона

$$\Delta\Phi = \frac{1}{\eta_1}\frac{d\eta_1}{dt}, \tag{10}$$

а (8) преобразуется к виду

$$\Delta\Psi = -\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\eta_1}\frac{d\eta_1}{dt}\right). \tag{11}$$

Таким образом, для исследуемых течений интегрирование уравнений Навье — Стокса сводится к решению классических линейных уравнений (10), (11).

Особый интерес представляет выяснение условий реализации течений с однородной пространственной плотностью для различных моделей сплошных сред. Метод определения характеристик всех сред, допускающих течения с однородной плотностью, заключается в следующем.

1. В предположении, что плотность газа однородна ($\rho = \rho_1(t)$) строятся общие явные решения уравнений движения и неразрывности, параметрически зависящие от функции удельного объема $\eta_1(t)$ (в многомерном случае — решения соответствующих задач для (10), (11)).

2. При произвольных уравнениях баланса энергии в среде явные решения позволяют установить общий функциональный вид характеристик всех сред (уравнения состояния $\varepsilon(p, \eta)$, $T(p, \eta)$, коэффициенты теплопроводности $\varkappa(p, \eta)$, релаксации теплового потока $\tau(p, \eta)$, источников $Q(p, \eta)$ и др.), допускающих течения с однородной плотностью.

3. Для найденных таким образом сред уравнения энергии сводятся к обыкновенным дифференциальным, определяющим временное поведение функции $\eta_1(t)$ и, следовательно, полный вид полученных решений. Приведем основные результаты. Для адиабатических течений идеальных сред допустимы уравнения состояния

$$\varepsilon(p, \eta) = p\varepsilon_1(\eta) + \varepsilon_2(\eta) \tag{12}$$

($\varepsilon_1(\eta)$ и $\varepsilon_2(\eta)$ — произвольные функции). В частности, при $\varepsilon_1(\eta) = \eta/(\gamma - 1)$, $\varepsilon_2(\eta) \equiv 0$ (12) описывает идеальный совершенный газ, а при $\varepsilon_1(\eta) = \eta/(\gamma - 1)$, $\varepsilon_2(\eta) = a\eta/(\eta - b)^2$ — газ Ван-дер-Ваальса. Функция $\eta_1(t)$ определяется из квадратуры

$$t = \pm\frac{1}{N+1}\int \eta_1^{-\frac{N}{N+1}}\left(\exp\left(-\int\frac{d\eta_1}{\varepsilon_1(\eta_1)}\right) + C\right)^{-1/2} d\eta_1, \quad C = \text{const}. \tag{13}$$

Для совершенного теплопроводного газа ($p = \rho RT$, $\varepsilon = p\eta/(\gamma - 1)$) коэффициент теплопроводности

$$\varkappa(\eta, T) = T\varkappa_1(\eta) \tag{14}$$

($\varkappa_1(\eta)$ — произвольная функция). Удельный объем $\eta_1(t)$ находится из нелинейного автономного уравнения третьего порядка

$$\varkappa_1(\eta_1) = -\frac{1}{N+1}\frac{R^2}{\gamma-1}\eta_1^{-\gamma}\left(\left(\eta_1^{\frac{1}{N+1}}\right)''\right)^{-2}\left(\eta_1^{\gamma-\frac{N}{N+1}}\left(\eta_1^{\frac{1}{N+1}}\right)''\right)'. \tag{15}$$

В общем случае (теплопроводный газ с источниками) для характеристик вида

$$\varepsilon(p, \eta) = p\varepsilon_1(\eta),\ T(p, \eta) = pT_1(\eta), \tag{16}$$
$$\varkappa(p, \eta) = p\varkappa_1(\eta),\ Q(p, \eta) = pQ_1(\eta),$$

где $\varepsilon_1(\eta)$, $T_1(\eta)$, $\varkappa_1(\eta)$, $Q_1(\eta)$ — произвольные функции, а $\eta_1(t)$ получаем из уравнения

$$\eta_1''\varepsilon_1(\eta_1) = -(\eta_1')^2/2 - \int\{(\eta_1'')^2\eta_1^{-1}T_1(\eta_1)\,3\varkappa_1(\eta_1) - \eta_1\eta_1'''Q_1(\eta_1)\}\,dt. \tag{17}$$

Отметим, что учет эффекта релаксации теплового потока (в рамках модели гиперболического теплопереноса) возможен для коэффициентов $\tau(p,\eta) = \tau_1(\eta)$, $\varkappa(p,\eta) = p\varkappa_1(\eta)$ ($\tau_1(\eta)$, $\varkappa_1(\eta)$ — произвольные функции).

Так же можно построить решения для сред с более общими, чем (16), характеристиками (при произвольных функциях $\varepsilon(p, \eta)$, $\varkappa(p, \eta)$, $T(p, \eta)$,

$\tau(p, \eta)$ [14]). Уравнения (13), (15), (17) обладают частными решениями степенного вида

$$\eta_1(t) = \eta_0(t_f - t)^\alpha, \tag{18}$$

которые при $0 < \alpha < 1$ описывают режимы с обострением (для адиабатических течений идеального газа $\alpha = 2/(\gamma + 1)$).

Рассмотрим конкретную постановку краевых задач для (10), (11). Ищутся решения, в которых давление и скорость вещества одновременно обращаются в нуль на некоторой замкнутой границе $\partial\Omega_2$ (в силу условия $|\mathbf{v}|\,|_{\partial\Omega_2} \equiv 0$ граница $\partial\Omega_2$ неподвижна). Задача заключается в определении поля скоростей и давлений во внешней к $\partial\Omega_2$ области и нахождении распределений давления и скорости на подвижной границе $\partial\Omega_1(t)$, соответствующей, например, внешнему поршню, сжимающему газ.

Поставленные краевые задачи для (10), (11) записываются в виде

$$\Delta\Psi = -\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\eta_1}\frac{d\eta_1}{dt}\right), \quad \Psi\,|_{\partial\Omega_2} = 0, \quad \Delta\Phi = \frac{1}{\eta_1}\frac{d\eta_1}{dt}, \quad \left.\frac{\partial\Phi}{\partial n_2}\right|_{\partial\Omega_2} = 0 \tag{19}$$

(n_2 — нормаль к $\partial\Omega_2$). Решение классических задач (19) существует и единственно. Распределение давления на поверхности поршня находится из

$$p(\mathbf{r}, t) = \{\Psi - U(\mathbf{r}, t) - (\operatorname{grad}\Phi)^2/2\}\eta_1(t). \tag{20}$$

В силу независимости краевых условий от времени решения систем (19) строятся методом разделения переменных $\mathbf{r}$ и $\eta_1(t)$:

$$\Psi = -\lambda_2^{-1}\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\eta_1}\frac{d\eta_1}{dt}\right)\Psi_2(\mathbf{r}), \quad \Phi = \lambda_1^{-1}\frac{1}{\eta_1}\frac{d\eta_1}{dt}\Phi_2(\mathbf{r}); \tag{21}$$

$$\Delta\Phi_2(\mathbf{r}) = \lambda_1, \quad \left.\frac{\partial\Phi_2}{\partial n_2}\right|_{\partial\Omega_2} = 0, \quad \Delta\Psi_2(\mathbf{r}) = \lambda_2, \quad \Psi_2(\mathbf{r})\,|_{\partial\Omega_2} = 0. \tag{22}$$

В случае степенной функции η_1 (18) давление и скорость вычисляются по формулам

$$\mathbf{v} = \alpha\lambda_1^{-1}(t_f - t)^{-1}\operatorname{grad}\Phi_2(\mathbf{r}), \quad \eta_1(t) = \eta_0(t_f - t)^\alpha, \tag{23}$$

$$p = \eta_0^{-1}\alpha\lambda_2^{-1}(t_f - t)^{-\alpha-2}\{\Psi_2(\mathbf{r}) - (\operatorname{grad}\Phi_2(\mathbf{r}))^2/2\}.$$

Решения (23) — пример локализации многомерных газодинамических процессов при сжатии среды в режиме с обострением. Скорость, плотность и давление газа неограниченно возрастают при приближении к конечному моменту времени t_f при $\alpha > 0$. Газодинамическое движение в силу краевых условий задач (19) локализовано в области между поршнем $\partial\Omega_1(t)$ и фронтом $\partial\Omega_2$ (подробнее об эффекте локализации в газовой динамике см. [5—12]).

Дальнейший анализ связан с выделением радиально-симметричных решений систем (22), зависящих лишь от $r = |\mathbf{r}|$:

$$\Phi_2^1(r) = \begin{cases} \dfrac{\lambda_1}{N+1}\dfrac{r^2}{2} + \dfrac{C_1}{1-N}r^{1-N} + C_2, & N \neq 1, \\ \dfrac{\lambda_1}{N+1}\dfrac{r^2}{2} + C_3\ln r + C_4, & N = 1, \end{cases} \tag{24}$$

$$\Psi_2^1(r) = \begin{cases} \dfrac{\lambda_2}{N+1}\dfrac{r^2}{2}\dfrac{C_5}{1-N}r^{1-N} + C_6, & N \neq 1, \\ \dfrac{\lambda_2}{N+1}\dfrac{r^2}{2} + C_7\ln r + C_8, & N = 1. \end{cases}$$

Если граница $\partial\Omega_1$ — сфера с радиусом r_0, то формулы (24) (при соответствующем выборе констант C_i) дают полное решение задач (19):

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\alpha}{N+1}\frac{1}{t_f - t}\mathbf{r}(1 - (r_0/r)^{N+1}), \tag{25}$$

$$p(\mathbf{r}, t) = \eta_0^{-1}(t_f - t)^{-\alpha-2}\left(\frac{\alpha}{N+1}\frac{r^2 - r_0^2}{2} - \frac{r^2}{2}\times\right.$$

$$\left.\times\left(1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^{N+1}\right)^2 - \frac{\alpha}{N+1}\right)\begin{cases}\dfrac{r_0^{N+1}}{1-N}(r^{1-N} - r_0^{1-N}), & N \neq 1,\\ \ln(r/r_0), & N = 1.\end{cases}$$

Наличие теорем сравнения для линейных задач (22) и точных решений (24), (25) позволяет строить широкие классы оценок для (19).

Заметим, что помимо решения задачи о поршне [15] формулы (25) и в более общем случае решения задач (19) описывают процесс беспредельной концентрации вещества и энергии в замкнутой (ограниченной) области пространства. Действительно, пусть $R_0 > r_0$ — радиус неподвижной границы $\partial\Omega_1$, на которой задано значение скорости

$$|\mathbf{v}(R_0, t)| = -\frac{\alpha}{N+1}\frac{1}{t_f - t}R_0\left(1 - \left(\frac{r_0}{R_0}\right)^{N+1}\right) \to \infty, \quad t \to t_f. \tag{26}$$

Тогда в пространстве между $R_0(\partial\Omega_1)$ и $r_0(\partial\Omega_2)$ за конечное время t_f плотность, давление и скорость вещества неограниченно нарастают (в режиме с обострением). Из (25) следует, что скорость замкнутой границы, связанной с фиксированными частицами вещества (поршня), изменяется по закону

$$v_p(t) = -\frac{\alpha}{N+1}(t_f - t)^{\alpha-1}C_1\left(r_0^{N+1} + C_1(t_f - t)^{\alpha}\right)^{-N/(N+1)} \tag{27}$$

($C_1 > 0$ — константа, определяемая массой сжимаемого газа или начальным положением поршня).

В начале процесса сжатия скорость поршня и, как несложно показать, давление на нем изменяются по закону, соответствующему одномерным решениям в разделяющихся массовых и временных переменных (1) ([1—10], $N = 0, 1, 2$). При $r_p(t) \to r_0$ ($r_p(t)$ — координата поршня) давление на поршне стремится к закону для плоскосимметричных течений (1) ($N = 0$), которые обладают свойством локализации [5, 6, 9, 10].

В заключение отметим, что для течений с однородной плотностью существенно (в силу равенства $\operatorname{div}\mathbf{v} = (\ln\eta_1)' = f_1(t)$) упрощается учет вклада вязких сил в уравнение баланса энергии в среде. Результаты настоящей работы свидетельствуют, что в вязких сжимаемых средах течения с однородной плотностью описываются классическими линейными эллиптическими уравнениями и реализуются эффекты локализации и безударного сверхсжатия.

Авторы признательны С. П. Курдюмову и Н. В. Змитренко за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Змитренко Н. В., Курдюмов С. П.** Автомодельные режимы сжатия плазмы поршнем // Тепло- и массоперенос.— Минск: Ин-т тепло- и массообмена АН БССР, 1972.— Т. 8.
2. **Жданов С. К., Трубников Б. А.** Оптимальное сжатие плазмы в Z- и Θ-пинче // Письма в ЖЭТФ.— 1975.— Т. 21, № 6.
3. **Змитренко Н. В., Курдюмов С. П.** N- и S-режимы автомодельного сжатия конечной массы плазмы и особенность режимов с обострением // ПМТФ.— 1977.— № 1.
4. **Каждан Я. М.** К вопросу об адиабатическом сжатии газа под действием сферического поршня // Там же.
5. **Ануфриева М. А., Демидов М. А., Михайлов А. П., Степанова В. В.** *Режимы с* обострением в задачах газовой динамики // Математические модели, аналитические

и численные методы в теории переноса.— Минск: Ин-т тепло- и массопереноса АН БССР, 1982.
6. **Демидов М. А., Клоков Ю. А., Михайлов А. П.** Безударное сжатие конечной массы газа плоским поршнем при произвольном распределении энтропии.— М., 1984.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 151).
7. **Демидов М. А., Клоков Ю. А., Михайлов А. П.** Структуры при безударном сферическом сжатии газа с произвольным распределением энтропии.— М., 1985.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 73).
8. **Демидов М. А., Михайлов А. П.** Точное решение, описывающее сложные газодинамические структуры // ИФЖ.— 1986.— Т. 51, № 6.
9. **Демидов М. А., Михайлов А. П., Степанова В. В.** Локализация и структуры при сжатии газа в режиме с обострением // ДАН СССР.— 1985.— Т. 281, № 1.
10. **Демидов М. А., Михайлов А. П.** Эффекты локализации и образования структур при адиабатическом сжатии конечной массы газа в режиме с обострением // ПММ.— 1986.— Т. 50, вып. 1.
11. **Демидов М. А.** О построении решений, описывающих эффект локализации в некоторых сжимаемых средах.— М., 1986.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 1).
12. **Михайлов А. П., Степанова В. В.** Локализация газодинамических процессов и структуры при сжатии газа в режиме с обострением // ПММ.— 1984.— Т. 48, вып. 6.
13. **Михайлов А. П., Степанова В. В.** Об одной автомодельной задаче газовой динамики.— М., 1985.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 162).
14. **Демидов М. А.** Течения газа с однородной плотностью по пространству.— М., 1985.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 126).
15. **Демидов М. А., Михайлов А. П.** Многомерные течения с однородной плотностью и эффект локализации.— М., 1986.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 53).

Поступила 27/III 1987 г.

УДК 533.17

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУЙ

Г. М. Жинжиков, Н. О. Навлова

(*Ленинград*)

Интерес к сверхзвуковым пространственным (трехмерным) струйным течениям, т. е. струям, трехмерный характер течения в которых обусловлен формой выходного сечения сопла [1], объясняется их возрастающим прикладным значением, например использованием таких сопел в современных сверхзвуковых самолетах [2], в газоперерабатывающей промышленности [3] и т. д.

Экспериментальных работ по пространственным струйным течениям сравнительно мало; из имеющихся можно отметить [4—6], из которых последняя наиболее полная по объему проведенных исследований.

В данной работе проведено экспериментальное изучение ударно-волновой структуры и распределения параметров в сверхзвуковых недорасширенных струях холодного воздуха ($T_0 \sim 290$ К), истекающих в атмосферу ($p_\infty \sim 0{,}1$ МПа) из звуковых прямоугольных сопел. При этом использовались шлирен-визуализация течения и измерения полных напоров на оси струи. Получены эмпирические зависимости для определения положения центрального скачка в пространственных струях и распределения чисел Маха на оси. Результаты сравниваются с данными [6].

В экспериментах применялись звуковые сопла с прямоугольной формой среза сопла и отношением сторон прямоугольника λ, равным 1, 2, 3, 5 и 10. Это отношение называется ниже удлинением среза сопла. Размер меньшей стороны 6—12 мм. Конструктивно сопла выполнены в форме прямоугольного отверстия в торце цилиндрического стакана с внутренним диаметром 80 мм и имеют профилированный дозвуковой и выравнивающий плоскопараллельный участки длиной ~ 4 мм. Давление торможения p_0 регистрировалось образцовыми манометрами, атмосферное — барометром, степень нерасчетности n определялась по формуле $n = p_0/p_\infty((\gamma + 1)/2)^{-\gamma/(\gamma-1)}$ при $\gamma = 1{,}4$ с результирующей точностью не хуже 3%. Визуализация ударно-волновой структуры осуществлялась оптическим прибором ИАБ-451 в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, параллельных сторонам среза сопла, с регистрацией на фотопленку и определе-