

УДК 533.6.011.5

## РАЗРУШЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ЛОКАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

В. А. Анненков, В. А. Левин, Е. В. Трифонов

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, 690041 Владивосток  
E-mail: trif@dvo.ru

Проведен численный анализ взаимодействия ударной волны с локальным источником энерговыделения и следом за ним. Показано, что для заданной интенсивности ударной волны и параметров потока существует пороговое значение энерговыделения, начиная с которого ударная волна разрушается.

Ключевые слова: ударная волна, источник энерговыделения, след.

**Введение.** В настоящее время большой интерес для аэродинамики больших скоростей представляют исследования различного рода воздействий на газовый поток с целью управления его характеристиками. Одним из таких способов является организация в потоке газа локализованных областей энерговыделения. Энергоподвод в таких областях может осуществляться за счет поглощения электромагнитной энергии в результате электрического разряда той или иной природы. Создавая области энерговыделения в окрестности летательных аппаратов, можно целенаправленно управлять их аэродинамическими характеристиками и теплообменом.

Расчеты показали, что таким способом можно существенно снизить сопротивление затупленных и заостренных тел с достаточно большой эффективностью [1–7]. Результаты экспериментальных исследований подтверждают теоретические выводы: наблюдалось существенное снижение сопротивления как у заостренных тел (конусов), так и у затупленных [8–11].

Представляют также интерес задачи о взаимодействии ударных волн с атмосферными неоднородностями естественного или искусственного происхождения. В основном рассматривались неоднородности в виде более легкого газа по сравнению с окружающим [12, 13].

В настоящей работе рассматривается взаимодействие ударной волны с источником энерговыделения и следом за ним.

**Постановка задачи.** Пусть в сверхзвуковом потоке газа имеется локализованная область, в которой выделяется энергия по заданному закону. Как показали предыдущие исследования, в ряде случаев таким образом можно моделировать реальный процесс выделения энергии в электрическом разряде. Если источник работает в стационарном режиме, то за ним формируется след с высокой температурой и низкой плотностью. Возникающая структура течения изучена достаточно хорошо в случае источников осесимметричной формы, работающих как в стационарном, так и в импульсно-периодическом режимах [1–7].

На источник падает плоская ударная волна, фронт которой перпендикулярен набегающему потоку.

Задача описывается системой уравнений Эйлера с ненулевой правой частью, которую можно записать в консервативной форме в следующем виде:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = f,$$

где

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix}; \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ u(e + p) \end{bmatrix}; \quad G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ v(e + p) \end{bmatrix};$$

$$H = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho wu \\ \rho wv \\ \rho w^2 + p \\ w(e + p) \end{bmatrix}; \quad f = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho q(t, x, y, z) \end{bmatrix};$$

$t$  — время;  $x, y, z$  — декартовы координаты;  $\rho$  — плотность;  $p$  — давление;  $u, v, w$  — компоненты скорости;  $e = p/(\gamma - 1) + \rho(u^2 + v^2 + w^2)/2$  — полная энергия единицы объема газа;  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $q(t, x, y, z)$  — распределение мощности подвода энергии к единице объема.

Размерные величины обезразмериваются по отношению к их значениям на бесконечности.

**Методика численного решения.** Для построения системы конечно-разностных уравнений к консервативной системе дифференциальных уравнений применялся метод конечных объемов. Потoki через границы объемных ячеек в направлении оси  $x$  вычисляются на основе приближенного решения задачи Римана следующим образом (см. [14, 15]):

$$\Phi_{m+1/2} = \frac{F_m^k + F_{m+1}^k}{2} + |A|_{m+1/2}^k \frac{U_m^k - U_{m+1}^k}{2}, \quad |A| = \Omega_R [|\lambda_p| \delta_{pl}] \Omega_L.$$

Здесь  $\Phi$  — поток; матрицы  $\Omega_R$  и  $\Omega_L$  получаются в результате разложения диагонализации матрицы  $\partial F/\partial U$ :

$$\frac{\partial F}{\partial U} = \Omega_R \Lambda \Omega_L, \quad \Lambda = \text{diag} [u - c, u, u, u, u + c]$$

( $c$  — скорость звука в данной точке). В направлении других осей потоки вычисляются аналогично после соответствующей замены матриц. Граничные условия на бесконечности удовлетворяются из условия равенства нулю нормальной производной решения. Шаг по времени для полученной таким образом явной разностной схемы выбирался исходя из условия устойчивости Куранта — Фридрихса — Леви:

$$\max |C_x| + \max |C_y| + \max |C_z| \leq 1,$$

где  $C_x, C_y, C_z$  — числа Куранта вдоль осей  $x, y, z$ , определяющиеся через максимальные собственные значения матриц  $\partial F/\partial U, \partial G/\partial U, \partial H/\partial U$  соответственно.

Для стационарных задач использовался метод установления со сравнением последовательных по времени решений в равномерной норме.

Расчеты проводились на пространственной сетке  $516 \times 201 \times 101$ . Память для всех компонент вектора решения  $U$  выделялась в едином массиве, причем в каждой точке пространства данные для физических компонент вектора хранились последовательно. Это позволило в каждом пространственном узле применять функции для операций с векторами.

**Результаты расчетов.** Ниже приведены результаты расчетов для локального источника энерговыделения, интенсивность нагрева которого распределена в пространстве по закону Гаусса:

$$q(t, x, y, z) = Q_0 \exp(-x^2/a_x^2 - y^2/a_y^2 - z^2/a_z^2).$$

Полуоси соответствующего эллипсоида равны  $a_x = 0,5$ ,  $a_y = a_z = 0,3$ . Источник находится в однородном на бесконечности потоке газа, направление потока совпадает с осью  $x$ . Число Маха набегающего потока  $M_\infty = 3$ . В результате взаимодействия потока газа с локально распределенным источником энерговыделения за источником образуется след. Расчеты выполнены для случая взаимодействия плоской ударной волны, движущейся в положительном направлении оси  $x$ , с источником и его следом.

Число Маха, с которым движется фронт ударной волны относительно потока газа,  $M_s = 2$ . Безразмерная амплитуда ударной волны  $(p_2 - p_1)/(\rho_1 c_1^2)$  равна 2,5. На рис. 1 представлены изолинии постоянной энтропийной функции  $p/\rho^\gamma$ . Данные приведены для интенсивности источника  $Q_0 = 20$ .

Полученные результаты можно интерпретировать следующим образом: в следе за источником газ разогревается и становится менее плотным. В результате этого в области следа скачок ослабевает. В случае достаточно интенсивного источника ударная волна разрушается (переходит в звуковую волну).

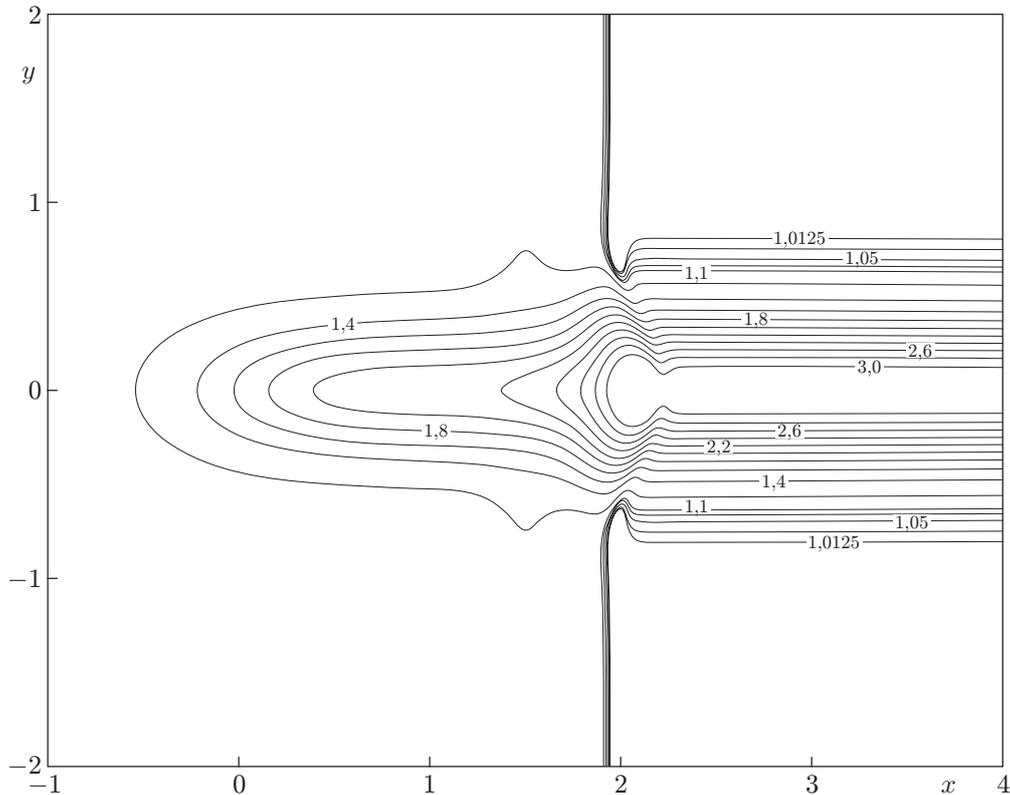


Рис. 1. Изолинии постоянной энтропии при  $Q_0 = 20$ ,  $M_\infty = 3$ ,  $t = 2,5$

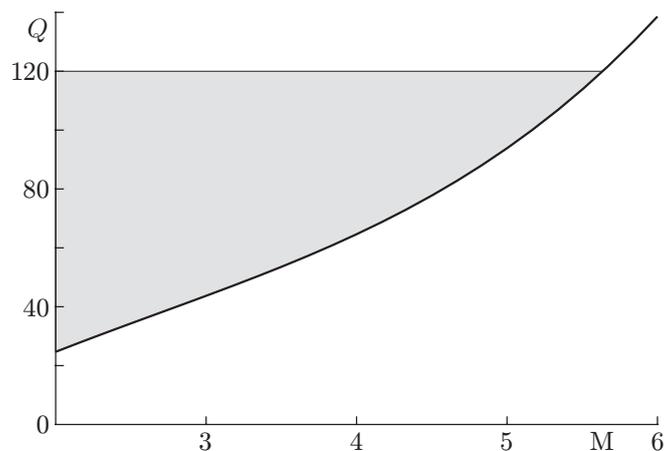


Рис. 2. Область разрушения ударной волны

Очевидно, способность энергоисточника к разрушению ударной волны зависит от числа Маха набегающего потока, интенсивности источника и интенсивности ударной волны. В работе при фиксированном числе Маха  $M_s$  ударной волны относительно набегающего потока определена критическая кривая на плоскости  $(M, Q)$ , разделяющая режимы разрушения и неразрушения ударной волны. В качестве критерия наличия скачка использовался анализ изменения энтропии в частице газа согласно первому закону термодинамики:

$$T DS = q,$$

где  $D = \partial/\partial t + v \cdot \nabla$  — оператор дифференцирования по времени в частице газа.

Интегрирование этого уравнения с учетом траектории движения частицы приводит к приращению энтропии в этой частице с учетом энергоисточника. В случае прохождения частицы через скачок возникает дополнительное приращение энтропии. Отсутствие этого дополнительного приращения и будет свидетельствовать о разрушении ударной волны, т. е. о переходе ее в звуковую волну. Данная процедура была реализована программным образом, что позволило автоматизировать анализ большого количества данных без их полной визуализации.

Был проведен ряд расчетов для различных чисел Маха набегающего потока и интенсивностей источника. В результате обработки результатов этих расчетов получена критическая кривая, изображенная на рис. 2, выше которой отмечена область разрушения ударной волны источником энерговыделения.

**Заключение.** Исследовано взаимодействие ударной волны с источником энерговыделения и следом за ним при различных характеристиках потока и источника в рамках уравнений Эйлера. Показано, что наличие источника приводит к существенному ослаблению ударной волны и при интенсивности подвода энергии, превышающей пороговое значение, разрушает ее.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Георгиевский П. Ю., Левин В. А. Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников энерговыделения // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, вып. 8. С. 684–687.
2. Левин В. А., Терентьева Л. В. Сверхзвуковое обтекание конуса при теплоподводе в окрестности его вершины // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1993. № 2. С. 110–114.
3. Левин В. А., Терентьева Л. В. Влияние локальной области энерговыделения на пространственное обтекание конуса // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1999. № 3. С. 106–113.

4. Борзов В. Ю., Рыбка И. В., Юрьев А. С. Влияние локального энергоподвода в гиперзвуковой поток на лобовое сопротивление тел с различным затуплением // Инж.-физ. журн. 1994. Т. 67, № 5/6. С. 355–361.
5. Георгиевский П. Ю., Левин В. А. Управление обтеканием различных тел с помощью локализованного подвода энергии в сверхзвуковой набегающий поток // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2003. № 5. С. 155–167.
6. Коротаева Т. А., Фомин В. М., Шашкин А. П. Численное исследование воздействия локального энергоисточника на пространственное сверхзвуковое обтекание заостренных тел. Новосибирск, 1996. (Препр. / СО РАН. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 1-96).
7. Левин В. А., Афонина Н. Е., Георгиевский П. Ю. и др. Влияние источника энерговыделения на сверхзвуковое обтекание тел. М., 1998. (Препр. / Ин-т механики МГУ; № 36-98).
8. Гридин А. Ю., Ефимов Г. Б., Забродин А. В. и др. Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленного тела с иглой при наличии электрического разряда в его головной части. М., 1995. (Препр. / РАН. Ин-т проблем механики; № 19).
9. Третьяков П. К., Гаранин А. Ф., Грачев Г. Н. и др. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда // Докл. РАН. 1996. Т. 351, № 3. С. 339, 340.
10. Alexandrov A. F., Ardelyan N. V., Chuvashov S. N., et al. Supersonic plasma flows and their influence on aerodynamics of flight // J. Techn. Phys. 2000. V. 41, N 1. P. 533–550.
11. Александров А. Ф., Ершов А. П., Тимофеев Б. И., Тимофеев И. Б. О влиянии числа Маха на характеристики электрического разряда в сверхзвуковом потоке воздуха // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 2004. Т. 45, № 4. С. 63, 64.
12. Артемьев В. И., Маркович И. Э., Немчинов И. В., Суляев В. А. Двумерное автомодельное движение сильной ударной волны над нагретой поверхностью // Докл. АН СССР. 1987. Т. 293, № 5. С. 1982–1984.
13. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Немчинов И. В. и др. Изменение режима сверхзвукового обтекания препятствия при возникновении перед ним тонкого разреженного канала // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1989. № 5. С. 146–151.
14. Магомедов К. М., Холодов А. С. Сеточно-характеристические численные методы. М.: Наука, 1988.
15. Куликовский А. Г., Погорелов Н. В., Семенов А. Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. М.: Физматлит, 2001.

*Поступила в редакцию 11/V 2005 г.,  
в окончательном варианте — 5/VII 2005 г.*

---