

3. Lin S. Ch., Teare J. D. Rate of ionization behind shock waves in air. 2. Theoretical interpretations.— Phys. Fluids, 1963, v. 6, № 3, p. 355–375.
4. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное изд. Т. 1–4. М.: Наука, 1978.
5. Yun K. S., Mason E. A. Collision integrals for the transport properties of dissociating air of high temperatures.— Phys. Fluids, 1962, v. 5, № 4, p. 380–386.
6. Cubley S. J., Mason E. A. Atom-molecule and molecule-molecule potentials and transport collision integrals for high-temperature air species.— Phys. Fluids, 1975, v. 18, № 9, p. 1109–1111.
7. Scott C. D. Reacting shock layers with slip and catalytic boundary conditions.— AIAA Journal, 1975, v. 13, № 10, p. 1271–1278.
8. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978. 591 с.
9. Tong H., Morse H. L., Curry D. M. Non-equilibrium viscous — layer computations of space shuttle TPS requirements.— J. Spacecraft and Rockets, 1975, v. 12, № 12, p. 739–743.

Москва

Поступила в редакцию
4.VIII.1983

УДК 533.6.011.72

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ОТРАЖЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ ТЕЛА С ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ВЫЕМКОЙ

ГРУДНИЦКИЙ В. Г., ЗНАМЕНСКАЯ И. А., КУДРЯВЦЕВ Е. М.,
ПОДОБРЯЕВ В. Н., ШУГАЕВ Ф. В.

При сверхзвуковом обтекании тел с выемками в ряде случаев возникают пульсации в потоке [1–3]. Эксперименты показывают [4, 5], что установление стационарного сверхзвукового обтекания при падении плоской ударной волны на тело, имеющее выемку, происходит после серии колебаний головной волны. При численном расчете взаимодействия сверхзвуковой струи с цилиндрической полостью обнаружено [6], что внутри полости возникают затухающие пульсации давления, если струя однородна, и незатухающие, если она неоднородна. Затухание пульсаций авторы объясняют влиянием схемной вязкости.

В настоящей работе экспериментально и теоретически (с помощью численных методов) исследованы колебания головной ударной волны и параметров потока за ней при нестационарном отражении ударной волны от тела с цилиндрической выемкой, обращенной навстречу потоку. Задача ставится следующим образом. Плоская ударная волна, параметры за которой постоянны, падает на цилиндр с полостью. Исследуется нестационарное течение, возникающее при таком взаимодействии.

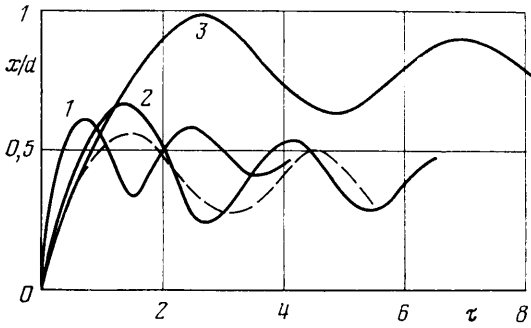
Для численного решения уравнений газовой динамики применена двухслойная по времени явная консервативная схема сквозного счета. Схема имеет второй порядок аппроксимации и строится на нерастущем шаблоне. Принцип построения таких схем изложен в [7, 8]. Расчеты проводились без введения искусственной вязкости. Фронт ударной волны занимал три узла сетки. Высокочастотные осцилляции затухали за один-полтора периода. Максимальная амплитуда их составляла не более 3% от значений расчетных функций за волной. Точность схемы исследовалась сравнением расчетов на сетках с различными шагами.

В расчетах на радиус выемки приходилось от 6 до 12 ячеек сетки, размеры которых в радиальном и продольном направлениях были, как правило, одинаковы. Рассматривались тела с бесконечно тонкой стенкой и со стенкой, для которой отношение ее толщины к внутреннему диаметру цилиндра было равно 1/6, что соответствовало геометрии модели в экспериментах. Расчеты проводились до момента, когда ясно просматривалась тенденция колебаний к затуханию.

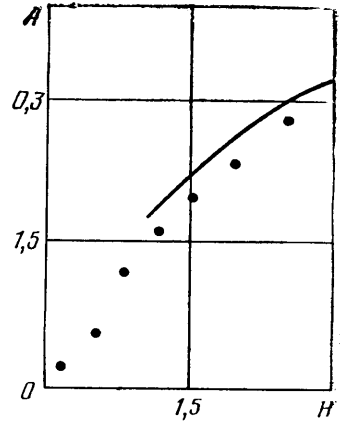
Эксперименты выполнены в ударной трубе, описанной в [4], с моделью, представляющей собой полый стальной цилиндр с открытым концом, имеющим острые кромки. Внутренний диаметр цилиндра d равен 6 мм, внешний — 8 мм, глубина выемки менялась от 0 до 25 мм. Число Рейнольдса $Re = vd/\nu$ (где v — скорость потока за падающей волной) не превышало 10^5 . В экспериментах числа Маха падающей волны менялись в пределах от 4 до 5.

Сравнение результатов экспериментов и расчетов показало совпадение основных закономерностей процесса в обоих случаях. При обтекании модели потоком газа за падающей ударной волной головная волна совершает регулярные затухающие колебания около положения, соответствующего стационарному течению. В эксперименте была зарегистрирована вторичная ударная волна, выходящая из полости и

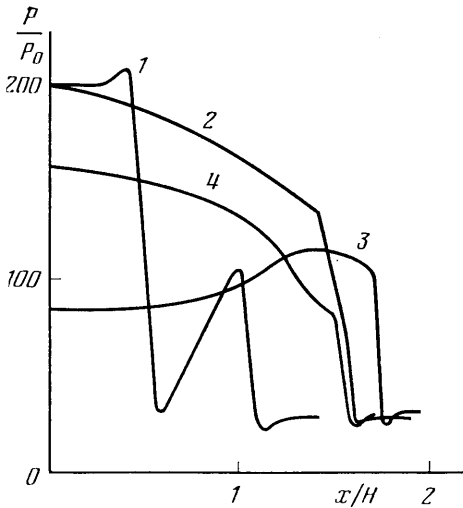
договоряющая головную ударную волну. На фиг. 1 сплошной линией даны расчетные положения головной ударной волны на оси симметрии в зависимости от времени при разных числах Маха падающей волны ($H=h/d=1,5$, $\tau=tc_0/d$, c_0 — скорость звука перед падающей волной: 1 — $M=8$, 2 — $M=5$, 3 — $M=3$). Начало отсчета времени соответствует моменту выхода ударной волны из выемки. Штриховой линией



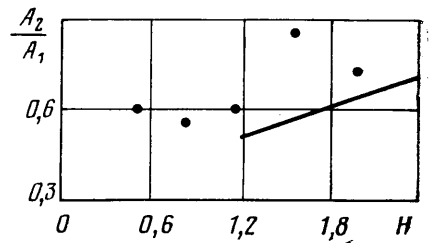
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

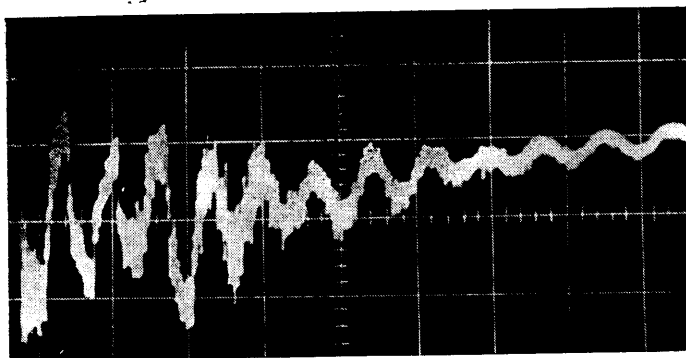
обозначены экспериментальные данные, полученные из фоторазверток ($M=5$). Как видно, затухание колебаний не влияет на период, он остается постоянным при данной глубине и числе Маха падающей волны.

На фиг. 2 сравниваются экспериментальные и расчетные значения амплитуды A колебаний головной ударной волны ($M=5$), где $A=(\delta_{\max}-\delta_{\min})/2d$, δ — величина отхода головной волны от тела.

На фиг. 3 представлено расчетное распределение давления вдоль оси симметрии в различные моменты времени ($H=1$, $M=5$, $\epsilon=1/6$). Кривая 1 относится к моменту времени, когда отраженная от дна ударная волна движется наружу. Видна ударная волна, отраженная от кромки. Далее (кривая 2) происходит взаимодействие двух этих волн. Ударная волна выходит из полости, внутрь ее распространяется волна разрежения. Затем отраженная от дна выемки волна разрежения взаимодействует с головной ударной волной (кривая 3); при этом головная волна начинает движение к телу. Видно формирование волны сжатия, которая начинает движение внутрь выемки. Отразившись от дна, волна сжатия догоняет головную волну (кривая 4), взаимодействует с ней, и процесс начинает повторяться. Экспериментальные и расчетные значения декремента затухания (отношение амплитуды второго периода колебаний головной ударной волны к амплитуде первого периода) возрастают с увеличением глубины полости (фиг. 4).

Расчетные колебания головной ударной волны несколько сдвинуты во времени относительно соответствующих фаз колебаний, наблюдающихся в эксперименте (Фиг. 1). Сдвиг достигает 15% при $M=3-5$. Это расхождение может быть объяснено тем фактом, что в расчетах не учитывалось влияние вторичной ударной волны, образующейся за счет вязких эффектов.

На основании проведенных экспериментов и расчетов можно выделить две основные причины, приводящие к возникновению колебаний и определяющие характерные черты этого процесса: 1) возникновение волны разрежения при выходе



Фиг. 5

отраженной ударной волны из полости; 2) появление вторичной ударной волны, распространяющейся за отраженной [4], и последующее взаимодействие волн, в результате которого происходит усиление отраженной волны.

После прихода к модели контактной поверхности, разделяющей толкающий и рабочий газы в ударной трубе, колебания возобновляются.

Затухающие колебания параметров течения имеют место и при установлении дозвукового обтекания [9], когда отраженная ударная волна уходит от модели.

На Фиг. 5 приведена осциллограмма сигнала, полученного с датчика давления, который был установлен в дне цилиндрической полости модели ($M=2$). Частота колебаний соответствует расчету для четвертьволнового резонатора.

В общем случае возбуждение колебаний потока происходит при попадании возмущений внутрь полости. В рассматриваемом случае внутрь полости распространяются вторичные волны, возникающие в процессе дифракции падающей ударной волны. Колебания затухают по мере ослабления возмущений в результате многократных взаимодействий и отражений. Колебания головной волны и параметров потока за ней нужно учитывать при расчете воздействия, оказываемого ударными волнами на различные тела, имеющие выемки, полости, каверны. В начальные моменты после отражения ударной волны от такого тела оно испытывает пульсирующую нагрузку, что может существенно изменить характер воздействия волны на тело.

ЛИТЕРАТУРА

1. Johnson R. H. Instability in hypersonic flow about blunt bodies.— Phys. Fluids, 1959, v. 2, № 5, p. 526—532.
2. Shigemi M., Koyama H., Aihara J. A note on oscillating shock wave. Some experiments with a resonance tube.— Trans. Japan Soc. Aero-Space Sci., 1976, v. 19, № 44, p. 70—80.
3. Елисеев Ю. Б., Черкез А. Я. Экспериментальное исследование аномального аэродинамического нагрева тел с глубокой полостью.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 1, с. 113—119.
4. Знаменская И. А., Шугаев Ф. В. О затухающих колебаниях ударной волны при отражении ее от тела с выемкой.— Докл. АН СССР, 1980, т. 254, № 1, с. 57—59.
5. Знаменская И. А., Ибрагим М. А., Шугаев Ф. В. Колебания ударной волны при отражении ее от резонатора.— Акуст. журн., 1981, т. 27, № 3, с. 373—376.
6. Ваграменко Я. А., Ляхов В. Н., Устинов В. М. Пульсирующий режим при натекании стационарного неоднородного потока на преграду.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 5, с. 64—71.
7. Грудницкий В. Г., Прохорчук Ю. А. Один прием построения разностных схем с произвольным порядком аппроксимации дифференциальных уравнений в частных производных.— Докл. АН СССР, 1977, т. 234, № 6, с. 1249—1252.
8. Грудницкий В. Г. О поведении численного решения краевых задач для эволюционных уравнений в больших областях.— Докл. АН СССР, 1980, т. 252, № 5, с. 1041—1044.

9. Kudriavtsev E. The vibrational temperature of CO₂ in an expansion wave as measured by a band-reversal technique. Ithaka, N. Y., USA, 1968. 33 p. (Preliminary report — graduate school of aerospace engineering.)

Москва

Поступила в редакцию
29.IX.1983

УДК 533.6.011.72:532.529

К ТЕОРИИ ГИДРОУДАРА В ДВУХФАЗНОЙ ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СМЕСИ

КОВАЛЕВ А. Д., ШИНДЯНИН Г. П.

При расчете гидроудара в двухфазной газожидкостной смеси обычно пользуются аналогом формулы Жуковского для смеси (см., например, [1, 2]), устанавливающей зависимость интенсивности гидроудара от скорости звука смеси. Однако, как показывают экспериментальные данные [1], интенсивность гидроудара в смеси может значительно превышать расчетные значения, что объясняется возрастанием скорости распространения волны возмущения по сравнению со скоростью звука смеси [3, 4]. В настоящей работе с помощью равновесной модели ударного перехода, близкой [5, 6], рассчитывается эффект ослабления гидроудара с ростом газосодержания смеси при пузырьковом режиме течения. Показано, что вследствие сильной сжимаемости смеси эффект упругости стенок трубопровода мал и основным становится эффект зависимости скорости распространения волны возмущения от интенсивности и газосодержания. Получена простая зависимость интенсивности гидроудара от газосодержания и двух параметров подобия.

1. Рассмотрим явление гидроудара в равновесной пузырьковой газожидкостной смеси, удовлетворяющей уравнениям состояния

$$\frac{1+\gamma}{\rho} = \frac{\gamma RT}{p} + \frac{1}{\rho^*(1+p/k)}, \quad E=c_v T \quad (1.1)$$

$$p = \rho'' RT, \quad \rho' = \rho^*(1+p/k), \quad \rho = (1-\varphi)\rho' + \varphi\rho''$$

$$\gamma = \frac{\varphi\rho''}{(1-\varphi)\rho'}, \quad c_v = \frac{c_v' + \gamma c_v''}{1+\gamma}$$

Здесь φ — объемное газосодержание, равное отношению объема газа к объему смеси, γ — постоянный параметр, равный отношению массы газа к массе жидкости в смеси. Для воздушно-водяной смеси при нормальных условиях ($t=21$ С, $p_0=1,01 \cdot 10^5$ Па) $k=2,07 \cdot 10^9$ Па, $\rho^*=999,56$ кг/м³, R, c_v', c_v'' равны 286,55; 4233; 721 Дж/(кг·К) соответственно.

Уравнения состояния (1.1) и условия динамической совместности на фронте ударной волны, возникающей при внезапном перекрытии трубопровода и распространяющейся со скоростью U по движущемуся однородному потоку с параметрами p_1, ρ_1, T_1, u_1 и φ , после исключения температуры позволяют записать совместно уравнения для определения перепада давления Δp и скорости U

$$\Delta p = p_2 - p_1 = \rho_1 u_1 (U + u_1), \quad U + u_1 = \sqrt{\frac{N(\Delta p)}{\rho_1}}$$

$$N(\Delta p) = \frac{1}{2} \frac{b_4(b_1 + \Delta p)(b_2 + \Delta p)}{b_3 + a\Delta p}, \quad a = (1+\gamma)b \quad (1.2)$$

$$b = \frac{c_v}{\gamma R}, \quad b_1 = k + p_1, \quad b_2 = p_1 \left(1 + \frac{1}{b_4}\right)$$

$$b_3 = ab_1 - \frac{1}{2} b_5, \quad b_4 = 1 + 2a, \quad b_5 = \frac{2b\rho_1 k^2}{\rho^* b_1}$$

Упрощая $N(\Delta p)$ в случае пузырькового режима течения при $0 \leq \gamma \leq 10^{-3}$, $0 \leq \varphi \leq 3 \cdot 10^{-1}$, $p_1/k \ll 1$, получим из (1.2) явную связь φ и интенсивности гидроудара P , а также выражение для относительной скорости распространения волны возмущения в движущейся однородной смеси

$$\varphi = \frac{(1+P)(1-Eu \varepsilon P^2)}{1+P+Eu P^2}, \quad \frac{U+u_1}{c_1} = \sqrt{\frac{1+P}{1+\varphi P}} \quad (1.3)$$