

Представленные формулы для распределения давления по поверхности сферы или цилиндра описывают результаты теоретических расчетов и при сравнении с экспериментальными данными может наблюдаться расхождение при $1,2 \leq \theta \leq \pi/2$ из-за существенного влияния вязкости газа на характер обтекания тела. Все это необходимо учитывать при пользовании указанными формулами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течение газа около тупых тел. Ч. 2. М.: Наука, 1970. 379 с.
2. Липницкий Ю. М., Лифшиц Ю. Б. О расчете обтекания тел вращения трансзвуковым потоком.— ПММ, 1970, т. 34, № 3, с. 508—513.
3. Вышинский В. В. Метод расчета околозвукового осесимметричного обтекания тел вращения.— Тр. ЦАГИ, 1981, вып. 2109, с. 13—29.
4. Jaikrishnan K. R., Szeri A. Z., Rohrer W. M. A study of transonic flow around spheres.— J. Fluid Mech., 1977, v. 80, № 1, p. 17—31.
5. Киселев Б. М. Обтекание тел заданной формы плоским дозвуковым потоком газа.— Сборник теорет. работ по аэродинамике. М.: Оборонгиз, 1957, с. 11—26.
6. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика. М.: Машиностроение, 1975. 327 с.
7. Лунев В. В., Павлов В. Г., Синченко С. Г. Гиперзвуковое обтекание сферы равномерно-диссоциирующим воздухом.— Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1966, т. 6, № 1, с. 121—129.

Москва

Поступила в редакцию
19.1.1984

УДК 533.6.011.72:532.529

К ТЕОРИИ РЕГУЛЯРНОГО И МАХОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ДВУХФАЗНОЙ ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СРЕДЕ

ВОЛОШИНОВ А. В., КОВАЛЕВ А. Д., ШИНДЯПИН Г. П.

С помощью равновесной модели двухфазной газожидкостной среды, учитывающей содержание, плотность, сжимаемость компонент и отличающейся от [1] введением адиабатической скорости звука, исследуется регулярное и маховское (элементарная теория) отражение ударной волны умеренной интенсивности от твердой стенки во всем диапазоне газосодержаний. Выявлена сложная немонотонная зависимость давления на стенке за отраженной волной, угла отражения и угла отхода тройной точки от газосодержания, угла падения и интенсивности падающей волны. В частности, показано, что наклонное отражение при умеренных и малых газосодержаниях приводит к образованию более сильной отраженной ударной волны, чем нормальное отражение. Влияние газосодержания на положение границы между областями регулярного и маховского отражения исследовано ранее в [2]. Описаны результаты серийных расчетов параметров отражения для воздушно-водяной смеси, которые для нормального отражения хорошо согласуются с известными экспериментальными данными [3] при малых и умеренных газосодержаниях. В предельном случае результаты согласуются с известными результатами для однофазных сред [4, 5].

1. Теоретические [1, 2, 6] и экспериментальные [1, 3] исследования показывают, что процесс отражения ударной волны умеренной интенсивности от твердой стенки в двухфазной газожидкостной среде может быть описан равновесной моделью газожидкостной смеси. Влияние газосодержания на параметры регулярного отражения и положение границы перехода от регулярного к маховскому отражению исследовалось в [2].

В случае нестационарного маховского отражения (элементарная теория) в автотельных переменных, используя условия динамической совместности [2] на фронтах падающей, отраженной и маховской ударных волн, а также условия на линии контактного разрыва, получим систему алгебраических уравнений для определения интенсивности ϵ_{30} , угла отражения β и угла отхода тройной точки χ

$$P_{31}^2 \operatorname{tg}^2 \beta = (1 + \operatorname{tg}^2 \beta) \frac{\rho_1}{\rho_0} \left(\frac{v_1}{c_0} \right)^2 N(P_{31})$$

$$\operatorname{tg} \beta = \left(\frac{u_1}{c_0} - \xi_1 \right) \left[P_{31} \frac{\rho_0 c_0}{\rho_1 u_1} + \eta_1 - \frac{v_1}{c_0} \right]^{-1}$$

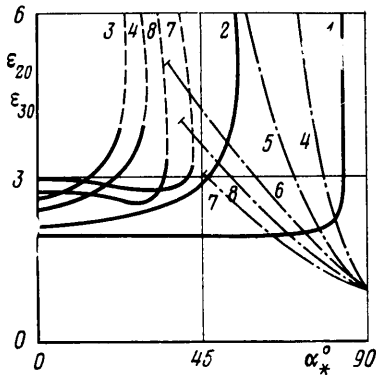
$$\operatorname{tg} \chi = \frac{\eta_1}{\xi_1}, \quad \xi_1 = \sqrt{N(P_{30})}, \quad \eta_1 = \operatorname{ctg} \alpha \left(\xi_1 - P_{10} \frac{c_0}{u_1} \right)$$

$$P_{31} = P_{30} - P_{10}, \quad P_{ij} = \frac{\varepsilon_{ij} P_j}{\rho_0 c_0^2}, \quad \varepsilon_{ij} = \frac{P_i - P_j}{P_j}$$

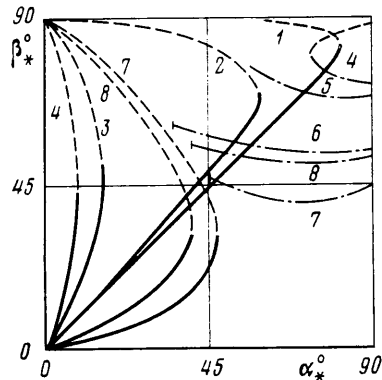
Здесь плотность ρ_0 , скорость звука c_0 и коэффициенты функции $N(P_{ij})$, определенной в [2], зависят от газосодержания γ , равного отношению массы газа к массе жидкости в смеси.

2. Для случаев маховского и регулярного отражений в широком диапазоне газосодержаний $10^{-9} \leq \gamma \leq 10^0$ были проведены серийные расчеты параметров отражения при различных интенсивностях $10^{-1} \leq \varepsilon_{10} \leq 10$ и углах падения $0 \leq \alpha \leq \pi/2$ падающих волн.

На фиг. 1, 2 приведены типичные результаты по зависимости интенсивности ε_{20} и угла $\beta_* = \pi/2 - \beta$ отраженной волны при регулярном отражении (сплошные линии), а также типичные результаты по зависимости интенсивности ε_{30} маховской ударной волны и угла $\beta_* = \pi/2 - \beta$ отраженной волны (штрихпунктирные линии) от угла $\alpha_* =$



Фиг. 1



Фиг. 2

$= \pi/2 - \alpha$ падающей волны при $\varepsilon_{10} = 1$ и различных газосодержаниях γ : 10^{-9} , 10^{-7} , 10^{-5} , 10^{-3} , $1,5 \cdot 10^{-3}$, $5 \cdot 10^{-3}$, 10^{-1} , 10^0 (кривые 1–8). Предельные точки на кривых для параметров маховского отражения соответствуют значению $\chi = 0$ для угла отхода тройной точки.

Обращает внимание определенная немонотонность в поведении расчетных параметров в зависимости от газосодержания смеси, объясняемая как и известная немонотонность для зависимости скорости звука от газосодержания смеси [1] эффектами, связанными с понижением плотности и увеличением свойств сжимаемости смеси с возрастанием газосодержания. При малых газосодержаниях ($\gamma \approx 10^{-4} - 10^{-3}$) в случае регулярного отражения как интенсивность ε_{20} , так и угол β_* отраженной волны растут с возрастанием газосодержания γ . При относительно больших газосодержаниях ($\gamma \approx 10^{-2}$) интенсивности ε_{20} , ε_{30} и углы β_* как в случае регулярного, так и в случае маховского отражения, как правило, убывают с возрастанием газосодержания γ . Отмеченные закономерности подтверждаются экспериментальными данными [3] для нормального отражения.

Следует заметить, что при наклонном отражении при умеренных и малых газосодержаниях возникают более сильные отраженные волны, чем при нормальном отражении ($\alpha_* = 0$). Отметим, однако, что использование приведенных результатов расчета при маховском отражении (элементарная теория) ограничено в случае малых газосодержаний вследствие стремления скорости ударной волны к скорости звука смеси, что соответствует случаю слабых ударных волн и требует, как и для однофазных течений [4, 5], экспериментального определения области применимости.

В случае нормального отражения ударной волны от твердой стенки результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными [3] при малых и умеренных газосодержаниях смеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Паркин Б. Р., Гилмор Ф. Р., Брод Г. Л. Ударные волны в воде с пузырьками воздуха. — В кн.: Подводные и подземные взрывы. М.: Мир, 1974, с. 152–258.
2. Волошинов А. В., Ковалев А. Д., Шиндяпин Г. П. Переход от регулярного отражения к маховскому при взаимодействии ударной волны с твердой стенкой в двухфазной газожидкостной среде. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 5, с. 190–192.

3. Тимофеев Е. П., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А., Поленов А. Н., Губанов А. В. Влияние объемной доли газа на характеристики ударных волн в газожидкостной среде.— Докл. АН СССР, 1983, т. 268, № 1, с. 81—83.
4. Полачек Х., Зигер Р. И. Взаимодействие ударных волн.— В кн.: Основы газовой динамики. М.: Изд-во иностр. лит., 1963, с. 466—489.
5. Ven-Dor G., Glass I. I. Domains and boundaries of non-stationary oblique shock-wave reflections. 1. Diatomic gas.— J. Fluid Mech., 1979, v. 92, № 3, p. 459—496.
6. Губайдуллин А. А., Ивандаев А. И., Нигматуллин Р. И. Нестационарные волны в жидкости с пузырьками газа.— Докл. АН СССР, 1976, т. 226, № 6, с. 1299—1302.

Саратов

Поступила в редакцию
2.IV.1984

УДК 533.6.011.8

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ЗАТУПЛЕНИЯ НА КОЭФФИЦИЕНТ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТЕЛА В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

ЛАРИНА И. Н.

Влияние формы затупления тела, находящегося в гиперзвуковом потоке разреженного газа, на поле течения и на аэродинамические характеристики исследуется на примере обтекания эллипсоидов вращения под нулевым углом атаки. Решение задачи обтекания в переходном режиме проводится на основе численного анализа модельного кинетического уравнения БГК для одноатомного газа. Хорошее совпадение результатов численных расчетов с экспериментальными данными в широком диапазоне чисел Маха показало [1, 2], что численное решение модельных кинетических уравнений является надежным и эффективным аппаратом для исследования задач обтекания. В том случае, когда ставится задача определения закономерностей лишь силового взаимодействия потока с телом, достаточно хорошую точность дает использование модельного уравнения БГК.

Пусть тело — эллипсоид вращения с полуосями a и b — находится в стационарном потоке одноатомного газа со скоростью U_∞ под нулевым углом атаки.

Уравнение БГК для функции распределения $f(x_i, \xi_i)$, записанное в безразмерных переменных, имеет вид

$$\xi_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = \frac{4}{5\sqrt{\pi}} \frac{1}{\text{Kn}} \frac{nT}{\mu(T)} \left[nT^{-3/2} \exp\left(-\frac{c^2}{T}\right) - f \right] \quad (1)$$

$$n = \int f d\xi, \quad nv_i = \int \xi_i f d\xi, \quad nT = \frac{2}{3} \int c^2 f d\xi, \quad c_i = \xi_i - v_i$$

Здесь $\text{Kn} = \lambda_\infty / 2b$, b — радиус миделевого сечения, λ_∞ — длина пробега в невозмущенном потоке.

Вязкость газа $\mu(T)$, соответствующая потенциалу Леннарда — Джонса, задается выражением [2]

$$\mu(T) = T^{3/2} \Psi(B) / \Psi(BT)$$

$$\Psi = 0,767 + 0,233t^{-1/6} \exp[-1,17(t-1)]$$

где $B = T_\infty / T$, T — приведенная температура.

При переходе к безразмерным переменным в качестве масштабных величин выбиралась: характерная скорость $v_0 = (2kT_\infty/m)^{1/2}$, плотность n_∞ и температура T_∞ газа в невозмущенном потоке, радиус миделевого сечения b ; $S = U_\infty / v_0$ — безразмерная скорость невозмущенного потока.

Граничные условия для кинетического уравнения (1) ставятся следующим об-