

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 ГИДРОДАРА 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

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

$$P \equiv \frac{\Delta p}{p_1}, \quad \psi = \frac{\rho_1 c_1^2}{k} = \frac{\varepsilon}{(1-\varphi)\varepsilon + \varphi}$$

$$Eu = \frac{p_1}{\rho^* u_1^2}, \quad \varepsilon = \frac{p_1}{k}, \quad c_1^2 = \frac{p_1}{\rho_1} \frac{\psi}{\varepsilon}, \quad \rho_1 = (1-\varphi)\rho^*$$

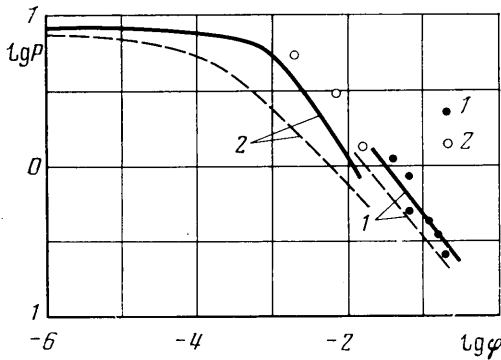
Здесь c_1 — скорость звука в однородном потоке газожидкостной смеси, Eu , ε — параметры подобия.

2. Сравним результаты расчета интенсивности гидроудара P по теории ударного перехода (1.3) с результатами расчета интенсивности P_* по аналогу формулы Жуковского для параметров смеси p_1 , ρ_1 , u_1 , c_1

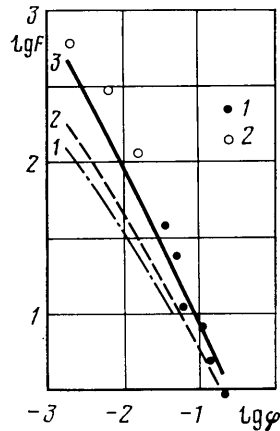
$$P^* \equiv \frac{\Delta p}{p_1}, \quad \Delta p = \frac{1}{G} \rho_1 u_1 c_1, \quad G = \sqrt{1 + \frac{D}{d} \frac{K}{K_w}} \quad (2.1)$$

$$K = \rho_1 c_1^2 = \frac{k\varepsilon}{(1-\varphi)\varepsilon + \varphi}$$

Здесь D , d — диаметр и толщина стенок трубы, K , k , K_w — модули упругости смеси, жидкости и твердой стенки. G — коэффициент, характеризующий упругие свойства стенок трубопровода. При возрастании φ коэффициент G быстро стремится



Фиг. 1



Фиг. 2

к единице, так что при $\varphi \gg \varepsilon$ ($\varepsilon \leq 5 \cdot 10^{-4}$ для воздушно-водяной смеси при $p_1 \leq 10 p_0$) эффект упругости стенок трубопровода становится мал по сравнению с эффектом сжимаемости смеси.

При гидроударе в случае слабой волны возмущений $P \ll 1$ при $\varphi \gg \varepsilon$ результаты для P и P_* совпадают, а в случае малых газосодержаний $\varphi \ll \varepsilon$ результаты различаются на множитель G

$$P = P_* = \sqrt{\frac{1-\varphi}{Eu \varphi}}, \quad P = GP_* = \frac{1}{\sqrt{Eu \varepsilon}}$$

На фиг. 1 приведены для сравнения результаты расчета интенсивности гидроудара P по теории ударного перехода (1.3) (сплошные линии 1, 2) и аналогу формулы Жуковского (2.1) (штриховые линии 1, 2), вычисленные при условии экспериментов [1] ($Eu=61$, $\varepsilon=1,7 \cdot 10^{-4}$ для линий 1) и [2] ($Eu=144$, $\varepsilon=10^{-4}$ для линий 2). На фиг. 1 нанесены также экспериментальные точки [1, 2], обозначенные цифрами 1, 2 соответственно. Сравнение результатов показывает, что расчетные зависимости (1.3), (2.1) существенно различаются в общем случае волн умеренной интенсивности, для которых результаты ударной теории значительно лучше согласуются с экспериментальными данными.

Отметим, что в практически интересном диапазоне газосодержаний $10^{-2} \leq \varphi \leq 3 \cdot 10^{-1}$ для пузырькового режима течения основная зависимость (1.3) упрощается при $\varepsilon P \ll \varphi$ ($\varepsilon \leq 5 \cdot 10^{-5}$, $P \leq 10$)

$$F(P, Eu) \equiv \frac{Eu P^2}{1+P} = \frac{1-\varphi}{\varphi} \quad (2.2)$$

На фиг. 2 экспериментальные данные [1, 2] с различными Eu сравниваются с результатами расчета по (2.2) (сплошная линия 3) и данными, использующими аналог формулы Жуковского (2.1) $F(P^*, Eu)$ (штриховые линии 1 и 2 для $Eu=61$ и 144 соответственно).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Akagawa K., Sakaguchi T., Fujii T.* Исследование ударных волн в двухфазных потоках. Ч. 1. Течения с пузырьками — Trans. Jap. Soc. Mech. Eng., 1980, v. B46, № 403, p. 492–500 (In Japan).
2. *Зубкова Н. Г.* Особенности гидравлического удара в двухфазных газожидкостных потоках. — Гидротехн. стр-во, 1978, № 7, с. 29–33.
3. *Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Тимофеев Е. И., Цыганов С. А.* Неустановившееся движение столба двухфазной смеси под действием внезапно приложенного давления. — Докл. АН СССР, 1982, т. 262, № 3, с. 595–598.
4. *Гельфанд Б. Е., Тимофеев Е. И.* Исследование гидроудара в гидродинамических ударных трубах. — Теплофизика высоких температур, 1983, т. 21, № 2, с. 330–334.
5. *Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Тимофеев Е. И.* Отражение плоских ударных волн от твердой стенки в системе пузырьки газа — жидкость. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 2, с. 174–178.
6. *Паркин Б. Р., Гилмор Ф. Р., Броуд Г. Л.* Ударные волны в воде с пузырьками воздуха. — В кн.: Подводные и подземные взрывы. М.: Мир, 1974, с. 152–258.

Саратов

Поступила в редакцию
29.VI.1983.

УДК 536.25

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ТОНКОСТЕННОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ СОСУДЕ С ПОЛУСФЕРИЧЕСКИМИ ДНИЩАМИ, ПОЛНОСТЬЮ ЗАПОЛНЕННОМ ЖИДКОСТЬЮ

ВАЛЬЦИФЕРОВ Ю. В., ДРОНОВ В. П.

Теоретическому и экспериментальному исследованию конвекции в замкнутых объемах простой конфигурации (плоской области [1], цилиндре [2, 3], сфере [4–7]) посвящен ряд работ. Если для областей простой геометрии достаточно хорошо исследованы и изучены структура течения и длительность характерных режимов конвекции, то сведения о характеристиках конвекции в тонкостенных цилиндрических сосудах с полусферическими днищами практически отсутствуют. Более того, почти во всех работах не учитывается конечная теплоемкость тонкостенной оболочки и перетоки тепла по ней.

В настоящей работе приведены результаты расчета конвекции в тонкостенном цилиндрическом сосуде с полусферическими днищами в диапазоне чисел Рэлея и Фурье, охватывающем основные режимы нестационарной ламинарной конвекции при заданном потоке тепла.

1. Постановка задачи и метод расчета. Сосуд высотой H с полусферическими днищами радиуса R и цилиндрической вставкой длиной H_1 , образованный тонкостенной оболочкой постоянной толщины δ , полностью заполнен жидкостью. К внешней поверхности сосуда подводится постоянный равномерно распределенный поток тепла. Направление действия массовых сил совпадает с вертикальной осью сосуда. Физические свойства жидкости и оболочки не зависят от температуры, а поля течения и температуры осесимметричны. Оболочка сосуда считается тонкой ($\delta/R \ll 1$), поэтому изменением температуры в поперечном направлении пренебрегается.

Уравнения для температуры оболочки, поля течения и температуры в жидкости в безразмерной форме имеют вид

$$\frac{\delta}{R} \frac{\rho_w c_w}{\rho c} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\delta}{R} \frac{k_w}{k} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \left(1 + \frac{\delta}{R}\right) - q_n(z, t) \quad (1.1)$$

$$\frac{\delta}{R} \frac{\rho_w c_w}{\rho c} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\delta}{R} \frac{k_w}{k} \frac{1}{\sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\sin \varphi \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} \right) + \left(1 + \frac{\delta}{R}\right)^2 - q_n(\varphi, t) \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial r} = Ra^* Pr \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + Pr \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{3}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) \quad (1.3)$$