УДК 532.528 http://dx.doi.org/10.15407/dopovidi2016.02.047

Академик НАН Украины **В. Д. Кубенко**

Институт механики им. С. П. Тимошенко НАН Украины, Киев

E-mail: vdk@imech.kiev.ua

О взаимодействии сферического излучателя с вязкой сжимаемой жидкостью в цилиндрическом сосуде

Развивается подход к определению характеристик волновых процессов в заполненной вязкой жидкостью цилиндрической полости при возбуждении колеблющимся сферическим телом, расположенным на оси полости.

Ключевые слова: вязкая сжимаемая жидкость, сферический излучатель, волновые поля.

В данной работе предложен подход к определению характеристик волнового поля в заполняющей цилиндрическую полость вязкой сжимаемой жидкости, в присутствии сферического тела, которое является источником периодических возмущений в рассматриваемой системе. В осесимметричном случае задача сводится к определению двух волновых потенциалов [1] при соответствующих граничных условиях на поверхности жесткой полости и излучающего тела. Решение задачи строится в виде ряда Фурье. Удовлетворение граничных условий производится при помощи соответствующих переразложений цилиндрического и сферического потенциалов из одной координатной системы в другую. В результате задача сводится к решению бесконечной системы алгебраических уравнений относительно коэффициентов ряда Фурье.

1. Рассматривается бесконечно длинная круговая цилиндрическая полость радиуса ρ_0, заполненная вязкой сжимаемой жидкостью. В жидкости находится сферическое тело радиуса r_0, центр которого расположен на оси полости. Указанное тело совершает радиальные гармонические колебания с частотой ω. Требуется определить поля напряжений и скоростей в жидкости в зависимости от соотношения радиусов тела и полости, вязкости жидкости и частоты возбуждения. В терминологии книги [1] речь будет идти о решении задачи дифракции акустических волн в указанной системе, исследуемой в рамках линеаризированной теории вязкой сжимаемой жидкости относительно малых возмущений состояния равновесия, которое предполагается известным.

Обозначим через γ_0, a_0 плотность и скорость звука в жидкости для равновесного состояния, γ, $\vec{v}$, p — возмущенные плотность, скорость и давление, $\triangle$ — оператор Лапласа, λ^* и μ^* — динамический и второй коэффициент вязкости. Предполагается выполнение условия Стокса, так что возмущенное давление определяется как среднее нормальное напряжение в покоящейся жидкости и объемный коэффициент вязкости $\zeta^* = \lambda^* + 2\mu^*/3 = 0$.

Отнесем полость и помещенное в нее тело, соответственно, к цилиндрическим $O\rho z$ и сферическим $Or\theta$ координатам, так что ось z совпадает с осью полости, а общее начало координат O помещено в центр тела (см. рис. 1).

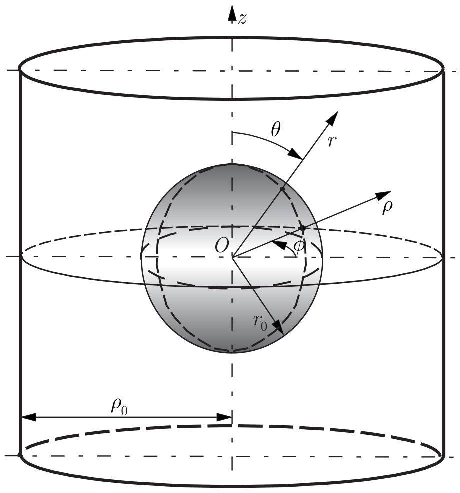

Рис. 1. Система координат

Известно [1], что периодические движения вязкой жидкости в осесимметричном случае описываются двумя скалярными функциями Φ и Ψ_2, удовлетворяющими уравнениям

$$\left[\left(1+\frac{\lambda^*+2\mu^*}{a_0^2\gamma_0}\frac{\partial}{\partial t}\right)\triangle-\frac{1}{a_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right]\Phi=0, \tag{1}$$

$$\left(\nu^*\triangle-\frac{\partial}{\partial t}\right)\Psi_2=0, \tag{2}$$

Компоненты вектора скоростей и тензора напряжений определяютя формулами:

в цилиндрических координатах

$$\begin{aligned}
&v_\rho=\frac{\partial\Phi}{\partial\rho}+\frac{\partial^2\Psi_2}{\partial\rho\partial z}; \qquad v_z=\frac{\partial\Phi}{\partial z}+\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{\nu^*}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Psi_2;\\
&\sigma_{\rho\rho}=2\mu^*\left[\left(\frac{\gamma_0}{2\mu^*}\frac{\partial}{\partial t}-\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\right)\Phi-\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}-\frac{1}{\nu^*}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Psi_2\right];\\
&\sigma_{\rho z}=2\mu^*\frac{\partial}{\partial\rho}\left[\frac{\partial\Phi}{\partial z}+\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{2\nu^*}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Psi_2\right].
\end{aligned} \tag{3}$$

в сферических координатах

$$\begin{aligned}
&v_r=\frac{\partial\Phi}{\partial r}-\left(r\triangle-\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right)\right)\Psi_2; \qquad v_\theta=\frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial\theta}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial\Psi_2}{\partial\theta};\\
&\sigma_{rr}=2\mu^*\left[\left(\frac{\gamma_0}{2\mu^*}\frac{\partial}{\partial t}\triangle+\frac{\partial^2}{\partial r^2}\right)\Phi+\left(r\frac{\partial^3}{\partial r^3}+3\frac{\partial^2}{\partial r^2}-r\frac{\partial\triangle}{\partial r}-\triangle\right)\Psi_2\right];\\
&\sigma_{r\vartheta}=2\mu^*\left[\frac{\partial^2}{\partial r\partial\theta}\left(\frac{1}{r}\Phi\right)+\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}-\frac{1}{r^2}-\frac{1}{2}\triangle\right)\Psi_2\right].
\end{aligned} \tag{4}$$

Давление p в вязкой жидкости в рамках используемого приближения линеаризованной теории представляется в виде

$$p=\gamma_0\left(\frac{\lambda^*+2\mu^*}{\gamma_0}\triangle-\frac{\partial}{\partial t}\right)\Phi. \tag{5}$$

Рассматривается установившееся движение среды, для чего используем комплексное представление искомых решений посредством введения временного множителя $e^{-i\omega t}$, который в дальнейшем всюду подразумевается.

2. Ниже используются безразмерные обозначения вида

$$\overline{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}; \quad \overline{r} = \frac{r}{\rho_0}; \quad \overline{z} = \frac{z}{\rho_0}; \quad \overline{t} = \frac{ta_0}{\rho_0}; \quad \overline{\omega} = \frac{\omega\rho_0}{a_0}; \quad \overline{v} = \frac{v}{a_0}; \quad \overline{p} = \frac{p}{\gamma_0 a_0^2}; \quad \overline{r}_0 = \frac{r_0}{\rho_0}, \quad (6)$$

черта над которыми будет опущена.

Предположим, что возмущение находящейся в цилиндрической полости жидкости происходит вследствие периодических перемещений поверхности сферического тела при отсутствии тангенциальных перемещений. В этом случае для компонентов вектора скорости имеем

$$v_r|_{r=r_0} = V(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} V_n P_n(\cos\theta); \qquad v_\theta|_{r=r_0} = 0. \quad (7)$$

Здесь $P_n(\cos\theta)$ — полином Лежандра [2]. Возмущение (7) обусловливает движение жидкости, которое, очевидно, должно затухать с ростом r. Условие прилипания на поверхности жесткой полости требует равенства нулю вектора скорости:

$$v_r|_{\rho=1} = 0; \qquad v_\theta|_{\rho=1} = 0. \quad (8)$$

В свою очередь, возмущения, обусловленные наличием поверхности цилиндрической полости, должны быть ограничены при $\rho \longrightarrow 0$.

Запишем каждый из потенциалов Φ, Ψ_2 в виде суммы двух функций, одна из которых представляет возмущения, обусловленные наличием сферического включения, вторая характеризует возмущения, вносимые поверхностью цилиндрической полости

$$\Phi = \Phi_{sph} + \Phi_{cyl}; \qquad \Psi_2 = \Psi_{sph} + \Psi_{cyl}. \quad (9)$$

Функция Φ_{sph} — это общее решение уравнения (1) в случае установившихся движений. С учетом условий затухания Зоммерфельда на бесконечности это решение имеет вид

$$\Phi_{sph}(r,\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n h_n(\varkappa r) P_n(\cos\theta). \quad (10)$$

Функция Φ_{cyl} определяется как общее решение уравнения (1) в цилиндрических координатах, ограниченное при $\rho \longrightarrow 0$

$$\Phi_{cyl}(\rho, z) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\xi) J_0(\sqrt{\varkappa^2 - \xi^2}) e^{i\xi z} d\xi. \quad (11)$$

Аналогично функции Ψ_{sph}, Ψ_{cyl}, служащие общим решением уравнения (2) в сферических и цилиндрических координатах, можно записать в следующем виде:

$$\Psi_{sph} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n h_n(\zeta r) P_n(\cos\theta), \quad (12)$$

$$\Psi_{cyl} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} D(\xi) J_0(\sqrt{\zeta^2 - \xi^2}\rho) e^{i\xi z} d\xi, \tag{13}$$

$$\zeta = \sqrt{\frac{i\omega}{v^*}} = \sqrt{\frac{\omega}{2v^*}}(1+i).$$

В формулах (10)–(13) $J_0(x)$ — цилиндрическая функция Бесселя первого рода нулевого индекса; $h_n(x)$ — сферическая функция Ханкеля первого рода индекса n [2]; A_n, C_n — неизвестные постоянные; $B(\xi)$, $D(\xi)$ — неизвестные плотности.

Для удовлетворения граничных условий необходимо записать выражения для потенциальных функций Φ, Ψ_2 как в сферических, так и в цилиндрических координатах. С этой целью воспользуемся известными соотношениями [3, 4]

$$h_n(xr) P_n(\cos\theta) = \frac{i^{-n}}{2x} \int\limits_{-\infty}^{\infty} P_n\left(\frac{\xi}{x}\right) H_0(\sqrt{x^2 - \xi^2}\rho) e^{i\xi z} d\xi; \tag{14}$$

$$e^{i\xi z} J_0(\sqrt{x^2 - \xi^2}\rho) = \sum_{n=0}^{\infty} i^n (2n+1) P_n\left(\frac{\xi}{x}\right) j_n(xr) P_n(\cos\theta). \tag{15}$$

Здесь $H_0(x)$ — цилиндрическая функция Ханкеля первого рода индекса 0; $j_n(x)$ — сферическая функция Бесселя первого рода индекса n.

Используя соотношения (14) и (15), запишем потенциалы Φ, Ψ_2 в сферических и цилиндрических координатах:

$$\Phi(\rho, z) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} [A(\varkappa, \xi) H_0(\sqrt{\varkappa^2 - \xi^2}\rho) + B(\xi) J_0(\sqrt{\varkappa^2 - \xi^2}\rho)] e^{i\xi z} d\xi,$$

$$\Phi(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} [A_n h_n(\varkappa r) + B_n j_n(\varkappa r)] P_n(\cos\theta), \tag{16}$$

$$A(\varkappa, \xi) = \frac{1}{2\varkappa} \sum_{n=0}^{\infty} A_n i^{-n} P_n\left(\frac{\xi}{\varkappa}\right); \qquad B_n(\varkappa) = i^n (2n+1) \int\limits_{-\infty}^{\infty} B(\xi) P_n\left(\frac{\xi}{\varkappa}\right) d\xi,$$

$$\Psi_2(\rho, z) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} [C(\zeta, \xi) H_0(\sqrt{\zeta^2 - \xi^2}\rho) + D(\xi) J_0(\sqrt{\zeta^2 - \xi^2}\rho)] e^{i\xi z} d\xi,$$

$$\Psi_2(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} [C_n h_n(\zeta r) + D_n j_n(\zeta r)] P_n(\cos\theta), \tag{17}$$

$$C(\zeta, \xi) = \frac{1}{2\zeta} \sum_{n=0}^{\infty} C_n i^{-n} P_n\left(\frac{\xi}{\zeta}\right); \qquad D_n(\zeta) = i^n (2n+1) \int\limits_{-\infty}^{\infty} D(\xi) P_n\left(\frac{\xi}{\zeta}\right) d\xi.$$

3. Выражения для составляющих вектора скорости через полученные потенциальные функции имеют вид:

в сферических координатах

$$v_r = \sum_{n=0}^{\infty}(A_n a_{rn} + B_n b_{rn} + C_n c_{rn} + D_n d_{rn}) P_n(\cos\theta); \tag{18}$$

$$a_{rn} = \varkappa\left(-\frac{n+1}{r}h_n(\varkappa r) + \varkappa h_{n-1}(ar)\right); \qquad b_{rn} = \varkappa\left(-\frac{n+1}{r}j_n(\varkappa r) + \varkappa j_{n-1}(ar)\right);$$

$$c_{rn} = \left(r\frac{i\omega}{\nu^*} + \frac{n+n^2-\zeta^2 r^2}{r^2}\right)h_n(\zeta r); \qquad d_{rn} = \left(r\frac{i\omega}{\nu^*} + \frac{n+n^2-\zeta^2 r^2}{r^2}\right)j_n(\zeta r);$$

$$v_\theta = \sum_{n=0}^{\infty}(A_n a_{\theta n} + B_n b_{\theta n} + C_n c_{\theta n} + D_n d_{\theta n}) P_n^1(\cos\theta); \tag{19}$$

$$a_{\theta n} = \frac{1}{r}\varkappa h_n(\varkappa r); \qquad b_{\theta n} = \frac{1}{r}\varkappa j_n(\varkappa r);$$

$$c_{\theta n} = -\frac{1}{r}h_n(\zeta r) + \zeta h_{n-1}(\zeta r); \qquad d_{\theta n} = -\frac{1}{r}j_n(\zeta r) + \zeta j_{n-1}(\zeta r);$$

в цилиндрических координатах

$$v_\rho = \int_{-\infty}^{\infty}[A(\varkappa,\xi)a_\rho(\varkappa,\xi) + B(\xi)b_\rho(\varkappa,\xi) + C(\zeta,\xi)c_\rho(\zeta,\xi) + D(\xi)d_\rho(\zeta,\xi)]e^{i\xi z}d\xi; \tag{20}$$

$$a_\rho(\varkappa,\xi) = -\sqrt{\varkappa^2-\xi^2}H_1(\sqrt{\varkappa^2-\xi^2}\rho); \qquad b_\rho(\varkappa,\xi) = -\sqrt{\varkappa^2-\xi^2}J_1(\sqrt{\varkappa^2-\xi^2}\rho);$$

$$c_\rho(\zeta,\xi) = -i\xi H_1(\sqrt{\zeta^2-\xi^2}\rho); \qquad d_\rho(\zeta,\xi) = -i\xi J_1(\sqrt{\zeta^2-\xi^2}\rho);$$

$$v_z = \int_{-\infty}^{\infty}[A(\varkappa,\xi)a_z(\varkappa,\xi) + B(\xi)b_z(\varkappa,\xi) + C(\zeta,\xi)c_z(\zeta,\xi) + D(\xi)d_z(\zeta,\xi)]e^{i\xi z}d\xi; \tag{21}$$

$$a_z(\varkappa,\xi) = i\xi H_0(\sqrt{\varkappa^2-\xi^2}\rho); \qquad b_z(\varkappa,\xi) = i\xi J_0(\sqrt{\varkappa^2-\xi^2}\rho);$$

$$c_z(\zeta,\xi) = \left(-\xi^2 + \frac{i\omega}{\nu^*}\right)H_0(\sqrt{\zeta^2-\xi^2}\rho); \qquad d_z(\zeta,\xi) = \left(-\xi^2 + \frac{i\omega}{\nu^*}\right)J_0(\sqrt{\zeta^2-\xi^2}\rho).$$

Перейдем к удовлетворению граничных условий. На поверхности цилиндрической полости имеют место условия прилипания (8), из которых следует

$$\begin{gathered}\int_{-\infty}^{\infty}\{A(\varkappa,\xi)\overline{a}_\rho(\varkappa,\xi) + B(\xi)\overline{b}_\rho(\varkappa,\xi) + C(\zeta,\xi)\overline{c}_\rho(\zeta,\xi) + D(\xi)\overline{d}_\rho(\zeta,\xi)\}e^{i\xi z}d\xi = 0,\\ \int_{-\infty}^{\infty}[A(\varkappa,\xi)\overline{a}_z(\varkappa,\xi) + B(\xi)\overline{b}_z(\varkappa,\xi) + C(\zeta,\xi)\overline{c}_z(\zeta,\xi) + D(\xi)\overline{d}_z(\zeta,\xi)]e^{i\xi z}d\xi = 0.\end{gathered} \tag{22}$$

Здесь $\overline{a}_\rho = a_\rho|_{\rho=1}$, $\overline{b}_\rho = b_\rho|_{\rho=1}$ и т. п. Из соотношений (22) вследствие единственности преобразования Фурье вытекает

$$\begin{gathered}A(\varkappa,\xi)\overline{a}_\rho(\varkappa,\xi) + B(\xi)\overline{b}_\rho(\varkappa,\xi) + C(\zeta,\xi)\overline{c}_\rho(\zeta,\xi) + D(\xi)\overline{d}_\rho(\zeta,\xi) = 0,\\ A(\varkappa,\xi)\overline{a}_z(\varkappa,\xi) + B(\xi)\overline{b}_z(\varkappa,\xi) + C(\zeta,\xi)\overline{c}_z(\zeta,\xi) + D(\xi)\overline{d}_z(\zeta,\xi) = 0.\end{gathered} \tag{23}$$

На поверхности сферического включения имеет место условие (7), откуда и из (6) получим

$$
\begin{aligned}
&\sum_{n=0}^{\infty}\{A_n\widetilde{a}_{rn}+B_n\widetilde{b}_{rn}+C_n\widetilde{c}_{rn}+D_n\widetilde{d}_{rn}\}P_n(\cos\theta)=\sum_{n=0}^{\infty}V_nP_n(\cos\theta),\\
&\sum_{n=0}^{\infty}\{A_n\widetilde{a}_{\theta n}+B_n\widetilde{b}_{\theta n}+C_n\widetilde{c}_{\theta n}+D_n\widetilde{d}_{\theta n}\}P_n^1(\cos\theta)=0.
\end{aligned}
\tag{24}
$$

Здесь $\widetilde{a}_{rn}=\widetilde{a}_{rn}|_{r=r_0}$; $\widetilde{b}_{rn}=\widetilde{b}_{rn}|_{r=r_0}$ и т. п.

Из равенств (24) вследствие ортогональности полиномов Лежандра имеем

$$
\begin{aligned}
&A_n\widetilde{a}_{rn}+B_n\widetilde{b}_{rn}+C_n\widetilde{c}_{rn}+D_n\widetilde{d}_{rn}=V_n,\\
&A_n\widetilde{a}_{\theta n}+B_n\widetilde{b}_{\theta n}+C_n\widetilde{c}_{\theta n}+D_n\widetilde{d}_{\theta n}=0.
\end{aligned}
\tag{25}
$$

Соотношения (16), (17), (24) и (25) позволяют получить бесконечную систему алгебраических уравнений относительно коэффициентов A_n, C_n:

$$
\begin{aligned}
&\widetilde{a}_{rn}A_n+\widetilde{c}_{rn}C_n+(2n+1)\sum_{m=0}^{\infty}i^{n-m}Q_{nm}^{(1)}A_m+(2n+1)\sum_{m=0}^{\infty}i^{n-m}Q_{nm}^{(2)}C_m=V_n,\\
&\widetilde{a}_{\theta n}A_n+\widetilde{c}_{\theta n}C_n+(2n+1)\sum_{m=0}^{\infty}i^{n-m}Q_{nm}^{(3)}A_m+(2n+1)\sum_{m=0}^{\infty}i^{n-m}Q_{nm}^{(4)}C_m=0,\\
&n=0,1,2\ldots
\end{aligned}
\tag{26}
$$

Здесь обозначено

$$
\begin{aligned}
&Q_{nm}^{(1)}=\widetilde{b}_{rn}q_{nm}^{(1)}+\widetilde{d}_{rn}q_{nm}^{(2)}; \qquad Q_{nm}^{(2)}=\widetilde{b}_{rn}q_{nm}^{(3)}+\widetilde{d}_{rn}q_{nm}^{(4)};\\
&Q_{nm}^{(3)}=\widetilde{b}_{\theta n}q_{nm}^{(1)}+\widetilde{d}_{\theta n}q_{nm}^{(2)}; \qquad Q_{nm}^{(4)}=\widetilde{b}_{\theta n}q_{nm}^{(3)}+\widetilde{d}_{\theta n}q_{nm}^{(4)};\\
&q_{nm}^{(1)}=\int_{-\infty}^{\infty}F_1(\xi)P_m\left(\frac{\xi}{\varkappa}\right)P_n\left(\frac{\xi}{\varkappa}\right)d\xi; \qquad q_{nm}^{(2)}=\int_{-\infty}^{\infty}F_2(\xi)P_n\left(\frac{\xi}{\varkappa}\right)P_m\left(\frac{\xi}{\zeta}\right)d\xi;\\
&q_{nm}^{(3)}=\int_{-\infty}^{\infty}F_3(\xi)P_m\left(\frac{\xi}{\varkappa}\right)P_n\left(\frac{\xi}{\zeta}\right)d\xi; \qquad q_{nm}^{(4)}=\int_{-\infty}^{\infty}F_4(\xi)P_n\left(\frac{\xi}{\zeta}\right)P_m\left(\frac{\xi}{\zeta}\right)d\xi.
\end{aligned}
\tag{27}
$$

Заметим, что $q_{nm}^{(k)}=0$, $Q_{nm}^{(k)}=0$, $k=1\ldots4$, если $n+m$ нечетное.

Если решение системы (26) найдено, давление p в жидкости определяется согласно формуле (5) в следующем виде:

$$
p=\left(-\frac{\lambda^*+2\mu^*}{\gamma_0a_0^2}\varkappa^2+i\omega\right)\sum_{n=0}^{\infty}[A_nh_n(\varkappa r)+B_nj_n(\varkappa r)]P_n(\cos\theta).
\tag{28}
$$

Компоненты напряженного состояния и поля скоростей вычисляются аналогично на основе формул (3), (4), (16) и (17).

Цитированная литература

1. *Гузь А. Н.* Динамика сжимаемой вязкой жидкости. – Киев: А. С. К., 1998. – 348 с.
2. *Handbook* of Mathematical Functions (ed. by M. Abramowitz and I. A. Stegun). – New York: Nat. Bureau of Standards, 1964. – 832 p.
3. *Ерофеенко В. Т.* Связь между основными решениями в цилиндрических и сферических координатах уравнений Гельмгольца и Лапласа // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. – 1972. – № 4. – С. 42–46.
4. *Кубенко В. Д.* Задачи дифракции стационарных волн на совокупности цилиндрических и сферических тел в жидкости // Прикл. механика. – 1987. – **23**, № 6. – С. 111–117.

References

1. *Guz A. N.* Dynamics of compressible viscous liquid, Kiev: A.S.K., 1998 (in Russian).
2. *Handbook* of Mathematical Functions (edited by M.Abramowitz and I.A. Stegun), New York: Nat. Bureau of Standarss, 1964.
3. *Erofeenko V. T.* Izv. AS BSSR. Ser. fiz-math. sc., 1972, No 4: 42–46 (in Russian).
4. *Kubenko V. D.* Internat. Appl. Mech., 1987, **23**, No 6: 111–117 (in Russian).

Поступило в редакцию 13.08.2015

Академік НАН України **В. Д. Кубенко**

Інститут механіки ім. С. П. Тимошенка НАН України, Київ

E-mail: vdk@imech.kiev.ua

Про нестаціонарне деформування пружного шару при змішаних граничних умовах

Развиваеться підхід до визначення характеристик хвильових процесів в заповненій в'язкою стисливою рідиною циліндричній порожнині при збудженні вібруючим сферичним тілом, що розташоване на осі порожнини.

Ключові слова: в'язка стислива рідина, сферичний випромінювач, хвильові поля.

Academician of the NAS of Ukraine **V. D. Kubenko**

S. P. Timoshenko Institute of Mechanics of the NAS of Ukraine, Kiev

E-mail: vdk@imech.kiev.ua

On the interaction of a spherical radiator with viscous compressible liquid in a cylindrical vessel

An approach is developed to determine the wave process characteristics in a cylindrical cavity filled with viscous compressible liquid under excitation by a vibrating spherical body that is placed on the axis of the cavity.

Keywords: viscous compressible liquid, spherical radiator, wave fields.