УДК 533.6.013.42
UDC 533.6.013.42

КОМП’ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ПЕРЕМІЩЕННЯ СФЕРИЧНОГО ТІЛА В РІДИНІ ПІД ДІЄЮ НЕСТАЦІОНАРНИХ АКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ

Гавриленко О. В., кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри АСОІУ, ФІОТ, НТУУ «КПІ», Київ, Україна

COMPUTER SIMULATION PROCESS MOVING SPHERICAL BODY IN THE LIQUID UNDER THE INFLUENCE OF UNSTEADY ACOUSTIC WAVES

Olena Gavrilenko, Candidate of physical and mathematical Sciences, Associate Professor of Department AIPSM, FICT, NTUU «KPI», Kyiv, Ukraine

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПЕРЕМЕЩЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО ТЕЛА В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕСТАЦИОНАРНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Е.В. Гавриленко, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры АСОИУ, ФИОТ, НТУУ «КПИ», Киев, Украина

Вступ: Питання нестаціонарної взаємодії хвиль з перешкодами у вигляді твердих і деформівних тіл привертають увагу фізиків, математиків та механіків сучасністю, складністю і різноманітністю явищ, притаманних процесам взаємодії тіл різної фізичної природи.

Дія акустичних хвиль на занурені в рідину тіла досліджувалася в роботах таких вчених, як Є.Я.Вороньонок [4], А.Г.Горшков [5], Е.І.Григолюк [6], В.Д.Кубенко [10], М.М.Лефонова [8], У.Мюрей [15], В.В.Новожилов [12], Л.М.Бреховських [2], Л.І.Слєпян [13] та інші.

В XXI столітті дослідження цієї проблеми продовжують інтенсивно розвиватися, зростає інтерес до досліджень у цій галузі. Поява великої кількості наукових публікацій в даному напрямку є тому підтвердженням. На сьогоднішній день, цей стрімкий розвиток зумовлений головним чином:

- широкими можливостями у використанні сучасної комп'ютерної техніки та розробками на цій основі потужних пакетів прикладних програм;
- розширенням арсеналу математичних засобів, що використовуються в задачах механіки; удосконаленням старих і появою нових методів, що розраховані на застосування в досліджуваній області;
- сучасною науково-технічною революцією, розвитком техніки та дослідженнями в різних областях знань, наслідком чого є поява великої кількості нових практично важливих задач;
- потребою в практичному застосуванні таких досліджень у господарстві.

Отже, дослідження нестаціонарної взаємодії хвиль з перешкодами у вигляді твердих і деформівних тіл, занурених в рідину, є достатньо актуальними в сучасній науці і техніці.

Практика сучасних галузей машинобудування потребує розрахунків елементів конструкцій та споруд на дію ударних хвиль, які розповсюджуються в середовищі навколо тіла. В першу чергу, це стосується проектування підводних та надводних споруд, суден, організації підводних рятувально–пошукових робіт.

Постановка задачі: Жорстке сферичне тіло занурено в безмежну стисливу рідину. На відстані a від центру сфери розміщено точкове джерело, яке спрацьовує в деякий момент часу та випромінює нестаціонарну сферичну акустичну хвилю, що описується хвильовим рівнянням в сферичній системі координат

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\varphi}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\varphi}{\partial\varsigma^2}=\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}, \tag{1.1}$$

і тиск в якій для конкретності задається формулою

$$p_0 = \frac{H(t - r_1)}{r_1}, \tag{1.2}$$

де r_1 – відстань від джерела (координати безрозмірні).

Граничну умову на поверхні сфери можна записати у вигляді

$$\left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial r} + \frac{\partial \varphi_*}{\partial r} \right) \Bigg|_{r=1} = 0, \tag{1.3}$$

де φ_0 – потенціал падаючої хвилі, φ_* – потенціал відбитої хвилі.

Сферична хвиля на нескінченності затухає

$$\varphi_* \to 0 \text{ при } r \to \infty. \tag{1.4}$$

В момент випромінювання хвилі маємо наступні початкові умови

$$\varphi_* \mid_{t=0} = 0, \ \dot{\varphi}_* \mid_{t=0} = 0 \tag{1.5}$$

Переміщення сфери в рідині визначається з другого закону Ньютона

$$m\,\ddot{u}(t) = F(t), \ u(a-1) = 0, \ \dot{u}(a-1) = 0 \tag{1.6}$$

де m – маса сфери, $F(t)$ – гідродинамічна сила опору руху сфери з боку рідини, що дорівнює інтегралу від розподіленого по поверхні сфери гідродинамічного тиску.

Таким чином, розв'язання нестаціонарної задачі взаємодії твердої сфери, зануреної в рідину, з сферичною акустичною хвилею зводиться до розв'язання крайової задачі (1.1), (1.3) – (1.6).

Ця задача розв'язана відносно гідродинамічного тиску в роботі [10]. В даній роботі на основі отриманих в [10] результатів сформульована крайова задача розв'язана відносно кінематичних характеристик.

Метод розв'язання задачі: Хвильове рівняння (1.1) відносно φ_*, яке після перетворень Лапласа отримає вигляд

$$\frac{\partial^2 \varphi^L}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial \varphi^L}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial \theta}(\sin\theta \frac{\partial \varphi^L}{\partial \theta}) - s^2 \varphi^L = 0 \tag{2.1}$$

при граничній умові (1.3) та умові затухання на нескінченності (1.4), яка після перетворень Лапласа набуде вигляду

$$\varphi_*^L \to 0 \text{ при } r \to \infty.$$

Для потенціалу падаючої хвилі (1.2) будемо мати

$$\varphi_0^L = -\frac{1}{s^2 r_1} e^{-sr_1} = -\frac{1}{s^2 \sqrt{a}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{\sqrt{r}} I_{n+\frac{1}{2}}(sr) K_{n+\frac{1}{2}}(sa) P_n(\cos\theta), \tag{2.2}$$

де r, θ – сферичні координати з центром в центрі сфери, $P_n(\cos\theta)$ – поліноми Лежандра від $\cos\theta$, $I_{n+\frac{1}{2}}(sr)$ – модифіковані функції Бесселя 1–го роду, а $K_{n+\frac{1}{2}}(sa)$ – функції Макдональда від цілого з половиною індексу [11].

Розв'язок рівняння (2.1) представимо у вигляді

$$\varphi_*^L = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \frac{1}{\sqrt{r}} K_{n+\frac{1}{2}}(sr) P_n(\cos\theta), \tag{2.3}$$

де A_n – невизначені коефіцієнти.

Для їх визначення використовуємо граничну умову (1.3)

$$\frac{\partial \varphi_0^L}{\partial r} = -\frac{1}{s^2\sqrt{a}} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)\{\frac{1}{\sqrt{r}} I_{n+\frac{1}{2}}(sr)\}' K_{n+\frac{1}{2}}(sa) P_n(\cos\theta) =$$

$$= -\frac{1}{s^2\sqrt{a}} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \frac{sI'_{n+\frac{1}{2}}(sr)\sqrt{r} - \frac{1}{2\sqrt{r}} I_{n+\frac{1}{2}}(sr)}{r} K_{n+\frac{1}{2}}(sa) P_n(\cos\theta);$$

$$\left.\frac{\partial \varphi_0^L}{\partial r}\right|_{r=1} = -\frac{1}{s^2\sqrt{a}} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)\{sI'_{n+\frac{1}{2}}(s) - \frac{1}{2} I_{n+\frac{1}{2}}(s)\} K_{n+\frac{1}{2}}(sa) P_n(\cos\theta);$$

$$\frac{\partial \varphi_*^L}{\partial r} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left\{ \frac{K_{n+\frac{1}{2}}(sr)}{\sqrt{r}} \right\}' P_n(\cos\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \frac{sK'_{n+\frac{1}{2}}(sr)\sqrt{r} - \frac{1}{2\sqrt{r}} K_{n+\frac{1}{2}}(sr)}{r} P_n(\cos\theta);$$

$$\left.\frac{\partial \varphi_*^L}{\partial t}\right|_{r=1} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left\{ sK'_{n+\frac{1}{2}}(s) - \frac{1}{2} K_{n+\frac{1}{2}}(s) \right\} P_n(\cos\theta).$$

Тобто отримаємо співвідношення

$$A_n = \frac{(2n+1)}{s^2\sqrt{a}} \frac{\left\{ sI'_{n+\frac{1}{2}}(s) - \frac{1}{2} I_{n+\frac{1}{2}}(s) \right\} K_{n+\frac{1}{2}}(sa)}{sK'_{n+\frac{1}{2}}(s) - \frac{1}{2} K_{n+\frac{1}{2}}(s)}.$$

Обчислимо також значення обох потенціалів на границі сфери

$$\left.\varphi_*^L\right|_{r=1} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n K_{n+\frac{1}{2}}(s) P_n(\cos\theta)$$

$$\left.\varphi_0^L\right|_{r=1} = -\frac{1}{s^2\sqrt{a}} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) I_{n+\frac{1}{2}}(s) K_{n+\frac{1}{2}}(sa) P_n(\cos\theta).$$

Введемо позначення

$$\varphi^L = \left.(\varphi_0^L + \varphi_*^L)\right|_{r=1},$$

тоді за допомогою рекурентних формул для модифікованих функцій Бесселя отримаємо вираз для зображення хвильового потенціалу.

$$\varphi^L = -\frac{1}{s^2\sqrt{a}} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \frac{K_{n+\frac{1}{2}}(sa)}{sK_{n-\frac{1}{2}}(s) + (n+1)K_{n+\frac{1}{2}}(s)} P_n(\cos\theta).$$

Його n –та складова матиме вигляд

$$\varphi_n^L = -\frac{2n+1}{s^2\sqrt{a}} \frac{K_{n+\frac{1}{2}}(sa)}{sK_{n-\frac{1}{2}}(s) + (n+1)K_{n+\frac{1}{2}}(s)} .$$

Гідродинамічний тиск, що діє на сферу, можна представити у вигляді

$$p(t) = \sum_{n=0}^{\infty} p_n(t) P_n(\cos\theta) .$$

Знайдемо вираз для його n–ї складової за допомогою співвідношення

$$p_n(t) = -\frac{\partial \varphi_n}{\partial t} .$$

Переходячи до зображень, отримаємо

$$p_n^L(s) = -s\,\varphi_n^L(s) = \frac{2n+1}{s\sqrt{a}} \frac{K_{n+\frac{1}{2}}(sa)}{sK_{n-\frac{1}{2}}(s) + (n+1)K_{n+\frac{1}{2}}(s)} .$$

З другого закону Ньютона (1.6) гідродинамічна сила визначається за формулою

$$F(t) = 2\pi \int_0^{\pi} p(t,\theta) \sin\theta \cos\theta \, d\theta = 2\pi \int_0^{\pi} \{\sum_{n=0}^{\infty} p_n(t) P_n(\cos\theta)\} \sin\theta \cos\theta \, d\theta =$$

$$= 2\pi \sum_{n=0}^{\infty} p_n(t) \int_0^{\pi} P_n(\cos\theta) \sin\theta \cos\theta \, d\theta .$$

В силу ортогональності поліномів Лежандра усі члени в останній рівності, крім члена з номером n=1, дорівнюють нулю. Тому остаточно

$$F(t) = \frac{4}{3}\pi \, p_1(t) . \tag{2.5}$$

Підставляємо (2.4) в (2.5) та отримуємо

$$m\ddot{u}(t) = \frac{4}{3}\pi \, p_1(t) .$$

Переходимо до зображення:

$$m\, s^2 u^L(s) = \frac{4}{3}\pi p_1^L(s) .$$

Звідси отримуємо вираз для зображення переміщення сферичного тіла в рідині під дією акустичної хвилі

$$u^L(s) = \frac{4\pi}{3m\sqrt{a}} \frac{K_{1+\frac{1}{2}}(sa)}{s^3\{sK_{1-\frac{1}{2}}(s) + 2K_{1+\frac{1}{2}}(s)\}} \tag{2.6}$$

В формулі (2.6) використаємо рекурентні формули для функцій Макдональда від цілого з половиною індексу [1, 3, 9, 11].

$$K_{1-\frac{1}{2}}(s) = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\, e^{-s} \frac{1}{s^{\frac{1}{2}}} ; \quad K_{1+\frac{1}{2}}(s) = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\, e^{-s} \frac{s+1}{s^{\frac{3}{2}}} ; \quad K_{1+\frac{1}{2}}(sa) = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\, e^{-sa} \frac{sa+1}{(sa)^{\frac{3}{2}}} .$$

Підставляємо ці формули в (2.6) та отримуємо

$$u^L(s)=\frac{4\pi}{ma^2}\frac{sa+1}{s^3(s^2+2s+2)}e^{-s(a-1)}=\frac{4\pi}{ma}\left(\frac{e^{-s(a-1)}}{s^2(s^2+2s+2)}+\frac{e^{-s(a-1)}}{as^3(s^2+2s+2)}\right)=v^L(s)+v_0^L(s)\,. \quad (2.7)$$

При визначенні виразу для переміщення сфери переходимо від зображення (2.7) до оригіналу, тобто знаходимо оригінали від зображень $v^L(s)$ та $v_0^L(s)$.

Для цього розкладемо обидві дробово–раціональні функцію на елементарні доданки.

$$v^L=\frac{4\pi}{ma}\left\{\frac{1}{2s^2}-\frac{1}{2s}+\frac{s}{2(s^2+2s+2)}+\frac{1}{2(s^2+2s+2)}\right\}e^{-s(a-1)},$$

$$v_0^L=\frac{4\pi}{ma^2}\left\{\frac{1}{2s^3}-\frac{1}{2s^2}+\frac{1}{4s}-\frac{s}{4(s^2+2s+2)}\right\}e^{-s(a-1)}.$$

Для кожного доданка окремо знайдемо оригінал.

$$\frac{e^{-s(a-1)}}{s^3}\to\frac{(t-a+1)^2}{2}H(t-a+1),\quad \frac{e^{-s(a-1)}}{s^2}\to(t-a+1)H(t-a+1),\quad \frac{e^{-s(a-1)}}{s}\to H(t-a+1),$$

$$\frac{e^{-s(a-1)}}{s^2+2s+2}\to e^{-(t-a+1)}\sin(t-a+1)H(t-a+1),$$

$$\frac{e^{-s(a-1)}s}{s^2+2s+2}\to e^{-(t-a+1)}\{\cos(t-a+1)-\sin(t-a+1)\}H(t-a+1).$$

Тоді характеристики руху під дією складової сферичної хвилі, яка обумовлює плоску хвилю, обчислюються за формулами:

$$v(t)=\frac{2\pi}{ma}\left(t-a+e^{-(t-a+1)}\cos(t-a+1)\right)H(t-a+1), \quad (2.8)$$

$$\dot v(t)=\frac{2\pi}{ma}\left(1-e^{-(t-a+1)}\{\cos(t-a+1)+\sin(t-a+1)\}\right)H(t-a+1), \quad (2.9)$$

$$\ddot v(t)=\frac{4\pi}{ma}e^{-(t-a+1)}\sin(t-a+1)H(t-a+1) \quad (2.10)$$

а складової хвилі, яка обумовлена її сферичністю, за формулами:

$$v_0(t)=\frac{\pi}{ma^2}\left((t-a)^2-e^{-(t-a+1)}\{\cos(t-a+1)-\sin(t-a+1)\}\right)H(t-a+1), \quad (2.11)$$

$$\dot v_0(t)=\frac{2\pi}{ma^2}\left(t-a+e^{-(t-a+1)}\cos(t-a+1)\right)H(t-a+1), \quad (2.12)$$

$$\ddot v_0(t)=\frac{2\pi}{ma^2}\left(1-e^{-(t-a+1)}\{\cos(t-a+1)+\sin(t-a+1)\}\right)H(t-a+1). \quad (2.13)$$

Тобто, закон переміщення сфери в рідині, як сума цих двох частин, згідно (2.7) – (2.9) матиме такий вигляд

$$u(t) = v(t) + v_0(t) = \frac{\pi}{ma^2}\{t^2 - a^2 + e^{-(t-a+1)}(\sin(t-a+1) + (2a-1)\cos(t-a+1))\}H(t-a+1). \quad (2.14)$$

Тоді швидкість переміщення змінюється за законом

$$\dot{u}(t) = \frac{\pi}{ma^2}\{2t - e^{-(t-a+1)}(2a\sin(t-a+1) + (2a-2)\cos(t-a+1))\}H(t-a+1), \quad (2.15)$$

а прискорення – за законом

$$\ddot{u}(t) = \frac{\pi}{ma^2}\{2 + e^{-(t-a+1)}((4a-2)\sin(t-a+1) - 2\cos(t-a+1))\}H(t-a+1). \quad (2.16)$$

Отже, для задачі про переміщення сферичного тіла в рідині під дією акустичної сферичної хвилі отримано розв'язок в аналітичному вигляді (2.14) – (2.16). Паралельно для задачі про переміщення сфери в рідині під дією акустичної плоскої хвилі отримано розв'язок в аналітичному вигляді (2.8) – (2.10).

Запропонований підхід дозволяє визначити кінематичні характеристики процесу руху сферичного тіла в стисливій рідині в залежності від часу, маси та відстані від центру сфери до джерела, що випромінює хвилю.

Якщо розділити кожну з формул (2.8) – (2.16) на $\frac{2\pi}{ma}$,то отримаємо для випадку сферичної хвилі

$$U(t) = \frac{1}{2a}\{t^2 - a^2 + e^{-(t-a+1)}(\sin(t-a+1) + (2a-1)\cos(t-a+1))\}H(t-a+1), \quad (2.17)$$

$$\dot{U}(t) = \frac{1}{a}\{2t - e^{-(t-a+1)}(2a\sin(t-a+1) + (2a-2)\cos(t-a+1))\}H(t-a+1), \quad (2.18)$$

$$\ddot{U}(t) = \frac{1}{a}\{2 + e^{-(t-a+1)}((4a-2)\sin(t-a+1) - 2\cos(t-a+1))\}H(t-a+1), \quad (2.19)$$

для плоскої хвилі

$$V(t) = (t - a + e^{-(t-a+1)}\cos(t-a+1))\, H(t-a+1), \quad (2.20)$$

$$\dot{V}(t) = (1 - e^{-(t-a+1)}\{\cos(t-a+1) + \sin(t-a+1)\})H(t-a+1), \quad (2.21)$$

$$\ddot{V}(t) = 2e^{-(t-a+1)}\sin(t-a+1)H(t-a+1), \quad (2.22)$$

а для складової хвилі, обумовленою її сферичністю,

$$V_0(t) = \frac{1}{2a}\left((t-a)^2 - e^{-(t-a+1)}\{\cos(t-a+1) - \sin(t-a+1)\}\right)H(t-a+1), \quad (2.23)$$

$$\dot{V}_0(t) = \frac{1}{a}\left(t - a + e^{-(t-a+1)}\cos(t-a+1)\right)H(t-a+1), \quad (2.24)$$

$$\ddot{V}_0(t) = \frac{1}{a}\left(1 - e^{-(t-a+1)}\{\cos(t-a+1) + \sin(t-a+1)\}\right)H(t-a+1). \quad (2.25)$$

Чисельна реалізація розв'язку задачі: В чисельних розрахунках [7] переміщення $u(t)$, швидкість $\dot{u}(t)$ та прискорення $\ddot{u}(t)$ на інтервалі часу $t \in [0;100]$ в обчисленнях варіюються наступні параметри: маса тіла $m = 0.5; 1; 5$, відстань від центру сфери до джерела випромінювання хвиль $a = 2; 5; 10$.

Результати розрахунків у вигляді графіків залежностей переміщення, швидкості та прискорення тіла для цих параметрів наведені на рис. 1 – 6.

З рисунків 1 – 3 можна зробити висновки:

- Переміщення сфери з часом зростає, причому тим швидше, чим менше маса сфери (рис. 1).
- Швидкість сфери з часом зростає, причому тим швидше, чим менше маса сфери, з часом графік швидкості наближається до прямої, а рух стає рівноприскореним (рис. 2).
- Прискорення на початковому етапі $t \in [a-1; a]$ взаємодії хвилі зі сферою спочатку зростає, досягаючи максимуму в момент часу $t = a$, а потім спадає до деякого малого рівня, тобто стає майже постійним. Отримані максимальні значення прискорення тим більше, чим менше маса сфери (рис. 3).

З рисунків 4 – 6 видно:

- Початок процесу взаємодії сфери з хвилею починається в момент часу $t = a - 1$.
- Переміщення, швидкості та прискорення сфери зменшуються з ростом відстані a.

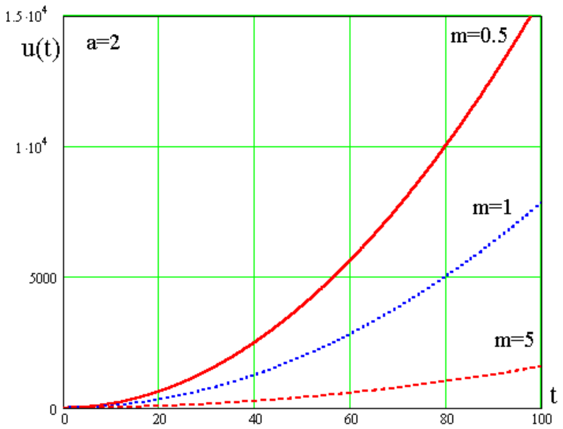

Рис. 1

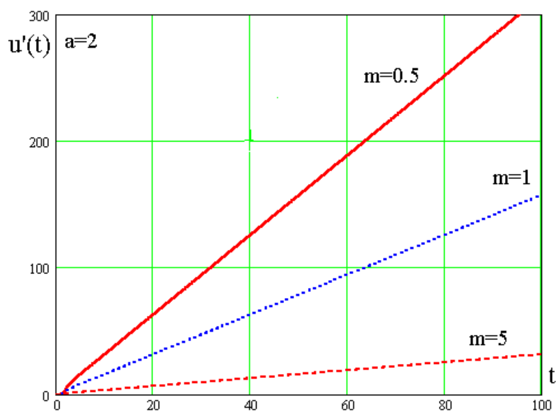

Рис. 2

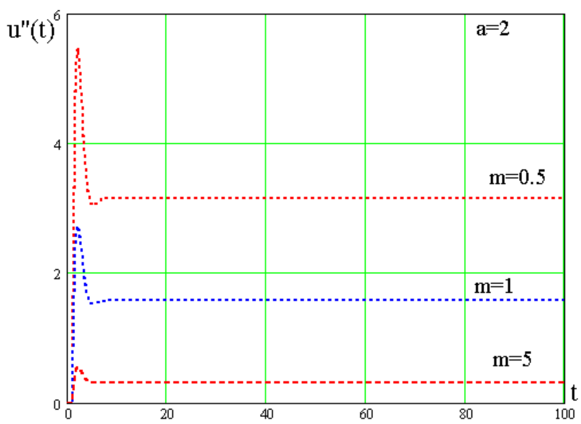

Рис. 3

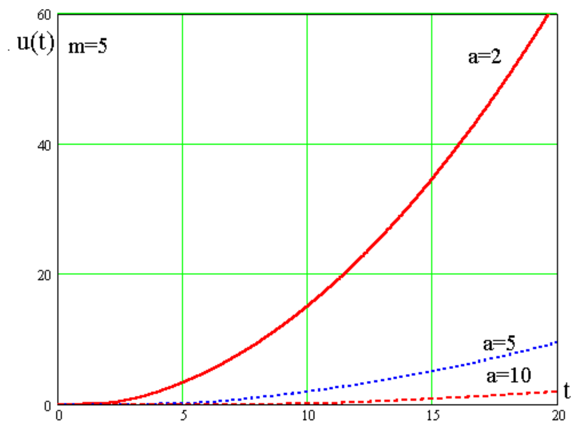

Рис. 4

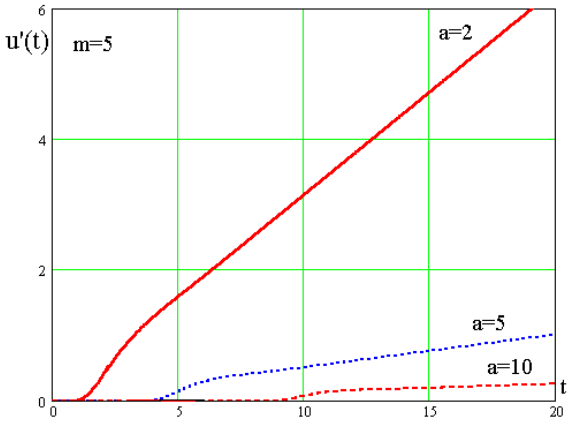

Рис. 5

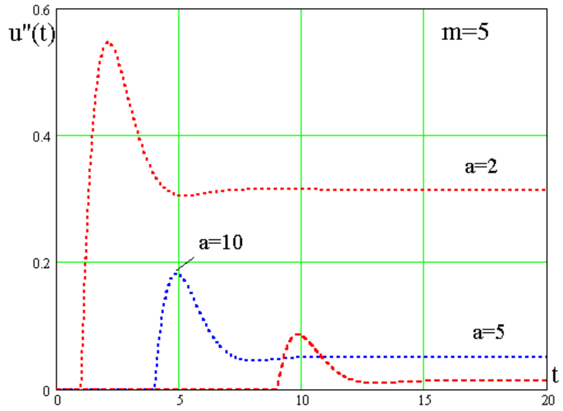

Рис. 6

Висновки: Розвинено підхід, запропонований академіком В.Д. Кубенком, до розв'язання нестаціонарних задач дії акустичних хвиль різного походження на тверді тіла, що занурені в стисливу рідину, щодо кінематичних характеристик процесу. На основі даного підходу в роботі розв'язано осесиметричну задачу дії сферичної хвилі на занурену в стисливу рідину тверду сферу та отримано її розв'язок в аналітичному вигляді. Визначалися кінематичні характеристики процесу руху тіла в рідині: переміщення, швидкість та прискорення, отримано аналітичний розв'язок для плоскої хвилі. Проведено дослідження залежностей вищезгаданих характеристик процесу від часу, маси тіла, відстані між тілом та джерелом хвиль.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. – М.: Наука, 1979. – 832 с.
2. Бреховский Л.М., Гончаров В.В. Введение в механику сплошных сред. – М.: Наука, 1982. – 336 с.
3. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. – М.: Наука, 1980. – 976 с.
4. Воронёнок Е.Я. О дифракции акустической волны давления на бесконечном неупругом цилиндре. Известия АН СССР, Механика, 1965.
5. Горшков А.Г., Тарлаковский Д.В. Нестационарная аэроупругость тел сферической формы. – М.: Наука, 1990. – 264 с.
6. Григолюк Э.И., Горшков А.Г. Нестационарная гидроупругость оболочек. – Л.: Судостроение, 1974. – 208 с.
7. Демидович Б.П., Марон И.А. Основы вычислительной математики. – М.: Наука, 1966. – 664 с.
8. Замышляев Б.В., Яковлев Ю.С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. – Л.: Судостроение, 1967. – 387 с.
9. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М.: Наука, 1977. – 832 с.
10. Кубенко В.Д. Нестационарное взаимодействие элементов конструкций со средой. – К.: Наук. думка, 1979. – 184 с.
11. Кузнецов Д.С. Специальные функции. – М.: Высшая школа, 1965. – 424 с.
12. Новожилов В.В. О перемещении абсолютно твердого тела под действием акустической волны давления. – М.: Прикладная математика и механика, 1959. – 345 с.
13. Слепян Л.И. Нестационарные упругие волны. – Л.: Судостроение, 1972. – 374 с.
14. Forrestal M.J., Alzheimer W.E. Transient motion of a rigid cylinder produced by elastic waves: Trans. ASME, 1968.
15. Haywood J.H. Response of an elastic cylindrical shell to a pressure pulse: Quart. J. Mechan. Appl. Math., 1958.

REFERENCES

1. Abramowitz M., Steagan I. Manual Special Functions: – M .: Nauka, 1979. - 832 p.
2. Brekhovskih L.M., Goncharov V.V Introduction to continuum mechanics. – M .: Nauka, 1982. - 336 p.
3. Bronshtein I.N., Semendyaev K.A. Handbook of mathematics for engineers and students of technical colleges. – M.: Nauka, 1980. - 976 p.
4. Voronyonok E.Ya. On the diffraction of an acoustic pressure wave on an infinite cylinder inelastic: Izvestiya AN SSSR, Mechanics, 1965.

5. Gorshkov A.G., Tarlakovskiy D.V. Unsteady aeroelasticity bodies of spherical shape. – M .: Nauka, 1990. - 264 p.
6. Grigolyuk E.I., Gorshkov A.G. Unsteady Hydroelasticity of shells: –L .: Shipbuilding, 1974. - 208 p.
7. Demidovich B.P., Maron I.A. Foundations of Computational Mathematics. – M .: Nauka, 1966. - 664 p.
8. Zamyshlyaev B.V., Yakovlev Yu.S. Dynamic load underwater explosion. – L .: Shipbuilding, 1967. - 387 p.
9. Korn G., Korn T. Mathematical Handbook for Scientists and Engineers. – M .: Nauka, 1977. - 832 p.
10. Kubenko V.D. Unsteady interaction of structural elements with the environment. – K .: Nauk. Dumka, 1979. - 184 p.
11. Kuznetsov D.S. Special Features. – M .: Higher School, 1965. - 424 p.
12. Novozhilov V.V. About moving an absolutely rigid body under the action of an acoustic pressure wave. – M .: Applied Mathematics and Mechanics, 1959. - 345 c.
13. Slepyan L.I. Nonstationary elastic waves. – L .: Shipbuilding, 1972. - 374 p.
14. Forrestal M.J., Alzheimer W.E. Transient motion of a rigid cylinder produced by elastic waves. Trans. ASME, 1968.
15. Haywood J.H. Response of an elastic cylindrical shell to a pressure pulse: Quart. J. Mechan. Appl. Math., 1958.

РЕФЕРАТ

Гавриленко О.В. Комп’ютерне моделювання процесу переміщення сферичного тіла в рідині під дією нестаціонарних акустичних хвиль / Олена Валеріївна Гавриленко // Управління проектами, системний аналіз і логістика Науковий журнал: в 2 ч. Ч. 1: Серія: „Технічні науки” – К. : НТУ, 2014. – Вип. 14.

В роботі розв'язуються осесиметрична задача руху твердої сфери в стисливій рідині під дією нестаціонарних сферичних акустичних хвиль відносно кінематичних характеристик процесу. Отримано розв'язок в аналітичному вигляді. Проведено дослідження кінематичних характеристик процесу руху тіла в залежності від часу, маси тіла, відстані між тілом і джерелом хвиль.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: СТИСЛИВА РІДИНА, АКУСТИЧНА ХВИЛЯ, РУХ ТІЛА, ТВЕРДЕ СФЕРИЧНЕ ТІЛО, КІНЕМАТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ.

ABSTRACT

Gavrilenko O.V. Computer simulation process moving spherical body in the liquid under the influence of unsteady acoustic waves / Olena Gavrilenko // Management of projects, system analysis and logistics. Science journal: In Part 2. Part 1: Series: "Technical sciences" - Kyiv: NTU, 2014. - Vol. 14.

The work deals with an axis-symmetrical task on solid sphere motion in compressive liquid under the action of non-stationary acoustic spherical waves. The task’s solution is obtained in an analytical form. The analysis of kinematic characteristics of the body motion process has been made, the process depending on time, weight and distance between the body and the source of waves.

KEY WORDS: COMPRESSIBLE FLUID, ACOUSTIC WAVE, BODY MOVEMENT, SOLID SPHERICAL BODY KINEMATIC CHARACTERISTICS.

РЕФЕРАТ

Гавриленко Е.В. Компьютерное моделирование процесса перемещения сферического тела в жидкости под действием нестационарных акустических волн / Елена Валериевна Гавриленко // Управление проектами, системный анализ и логистика. Научный журнал: в 2 ч. Ч. 1: Серия: „Технические науки” – К. : НТУ, 2014. – Вип. 14.

В работе решаются осесимметричная задача движения твердой сферы в сжимаемой жидкости под действием нестационарных сферических акустических волн относительно кинематических характеристик процесса. Получено решение в аналитическом виде. Проведено исследование кинематических характеристик процесса движения тела в зависимости от времени, массы тела, расстояния между телом и источником волн.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: СЖИМАЕМАЯ ЖИДКОСТЬ, АКУСТИЧЕСКАЯ ВОЛНА, ДВИЖЕНИЕ ТЕЛА, ТВЕРДОЕ СФЕРИЧЕСКОЕ ТЕЛО, КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ.

АВТОР:

Олена Валеріївна Гавриленко, кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри АСОІУ, ФІОТ, НТУУ «КПІ», e-mail: iem.gavrilenko@meta.ua, +380935768058, Україна, Київ, вул. Політехнічна, 41, 18 корпус, к. 430.

AUTHOR:
Olena Gavrilenko, Candidate of physical and mathematical Sciences, Associate Professor of Department AIPSM, FICT, e-mail: iem.gavrilenko@meta.ua, +380935768058, Ukraine, Kyiv, Polytehnycheskaya st., 41, 18 buld., r. 430.

АВТОР:
Е.В. Гавриленко, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры АСОИУ, ФИОТ, НТУУ «КПИ», **e**-mail: iem.gavrilenko@meta.ua, +380935768058**,** Украина, Киев, ул. Политехническая, 41, 18 корпус, к. 430.

РЕЦЕНЗЕНТИ:
Баранов Г.Л., професор кафедри інформаційних систем і технологій Національного транспортного університету, доктор технічних наук, професор.
Безверхий О.І., завідувач відділу електропружності Інституту механіки ім. С.П.Тимошенка НАНУ, доктор фізико-математичних наук, професор.

REVIEWER:
Baranov G.L., Professor of Information Systems and Technology National Transport University, Doctor of Engineering, Professor,
Bezverkhy A.I., head of department electroelasticity of the Institute of Mechanics S.P.Tymoshenko National Academy of Sciences, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor.