

ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ФАНЛАРИ

4 ЖИЛД, 1 СОН

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

ТОМ 4, НОМЕР 1

PHYSICAL AND MATHEMATICAL SCIENCES

VOLUME 4, ISSUE 1



ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ФАНЛАРИ

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ PHYSICAL AND MATHEMATICAL SCIENCES

№1 (2023) DOI <http://dx.doi.org/10.26739/2181-0656-2023-1>

Бош муҳаррир:
Главный редактор:
Chief Editor:

Эгамбердиев Бахром Эгамбердиевич
физика-математика фанлари доктори,
профессор, РФА академиги.

Бош муҳаррир ўринбосари:
Заместитель главного редактора:
Deputy Chief Editor:

Далиев Хожакбар Султанович
физика-математика фанлари доктори,
профессор.

ТАХРИРИЙ МАСЛАХАТ КЕНГАШИ | РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ | EDITORIAL BOARD

Угамуродова Шарифа Бекмуродовна
физика-математика фанлари доктори, профессор.

Отакулов Салим
физика математика фанлари доктори

Жабборов Насридин Мирзоодилович
физика-математика фанлари доктори, профессор

Зикиров Обиджан Салижанович
физика-математика фанлари доктори, профессор,

Шарипов Олимжон Шукурович
физика-математика фанлари доктори, профессор,

Бешимов Рузиназар Бебутович
физика-математика фанлари доктори, профессор,

Маллаев Амин Сайфуллоевич
физика-математика фанлари номзоди, доцент

Алиназарова Маҳфуза Алишеровна
физика-математика фанлари фалсафа доктори

PageMaker | Верстка | Саҳифаловчи: Хуршид Мирзахмедов

Контакт редакций журналов. www.tadqiqot.uz
ООО Tadqiqot город Ташкент,
улица Амира Темура пр.1, дом-2.
Web: <http://www.tadqiqot.uz/>; E-mail: info@tadqiqot.uz
Тел: (+998-94) 404-0000

Editorial staff of the journals of www.tadqiqot.uz
Tadqiqot LLC the city of Tashkent,
Amir Temur Street pr.1, House 2.
Web: <http://www.tadqiqot.uz/>; E-mail: info@tadqiqot.uz
Phone: (+998-94) 404-0000

МУНДАРИЖА | СОДЕРЖАНИЕ | CONTENT


1. Туйчиева Сайёра Тахировна ХАРАКТЕР ЗАТУХАНИЯ КОЛЕБАНИЙ В ПОПЕРЕЧНЫХ И ПРОДОЛЬНЫХ ЗВУКОВЫХ ВОЛНАХ.....	4
2. Shamsiyeva O‘N., To‘rayev A. T., Bozorov A. A., Turdiyev S. S. TOPOLOGIK FAZOLARNING KARDINAL XOSSALARI.....	10
3. Эшкабилов А.А., Туйчиева С.Т., Садуллаева М.З. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВОЗДУХА.....	15
4. To‘rayev A. T., Turdiyev S. S., Bozorov A. A., Shamsiyeva O‘. N. PERMUTATION GROUPS IN MAGMA.....	18
5. Садуллаева М.З., Очилова Н.К., Ҳакимова Д.А., Ўринов М.Ш. ЛАПЛАС ТЕНГЛАМАСИ УЧУН ҚЎЙИЛГАН МАСАЛАНИ ТЎРЛАР УСУЛДА ЕЧИШ...	28
6. Ismoilov Sherzodbek, Kholmurodova Gulnoza TRIGONOMETRY IN THE GALILEAN PLANE.....	40



Туйчиева Сайёра Тахировна

PhD по физико-математическим наукам, и.о. доцента
Ташкентский государственный транспортный университет
Республика Узбекистан, город Ташкент,
E-mail: sayyora-tohirzoda@mail.ru

ХАРАКТЕР ЗАТУХАНИЯ КОЛЕБАНИЙ В ПОПЕРЕЧНЫХ И ПРОДОЛЬНЫХ ЗВУКОВЫХ ВОЛНАХ

 <https://doi.org/10.5281/zenodo.8114997>

АННОТАЦИЯ

В данной статье исследована система линейных динамических уравнений, представляющая собой модель распространения линейных волн в насыщенной жидкостью пористой среде с учетом диссипации энергии, обусловленной коэффициентом межкомпонентного трения, определяющий характер затухания колебаний в поперечных и продольных звуковых волнах.

Ключевые слова: пористая среда, диссипация энергии, коэффициент межкомпонентного трения, продольные и поперечные звуковые волны, дисперсия звуковых волн, затухания колебаний.

Tuychieva Sayyora Takhirovna

Acting Associate Professor
Tashkent State Transport University
Republic of Uzbekistan, city of Tashkent
E-mail: sayyora-tohirzoda@mail.ru

DAMPING CHARACTER OF OSCILLATIONS IN TRANSVERSAL AND LONGITUDINAL SOUND WAVES

ABSTRACT

In this paper, a system of linear dynamic equations is studied, which is a model of the propagation of linear waves in a porous medium saturated with liquid, taking into account the energy dissipation due to the coefficient of intercomponent friction, which determines the nature of the damping of oscillations in transverse and longitudinal sound waves.

Keywords: porous medium, energy dissipation, coefficient of intercomponent friction, longitudinal and transverse sound waves, dispersion of sound waves, oscillations of damping.

Tuychiyeva Sayyora Taxirovna,

Fizika-matematika fanlari PhD, dotsent v.b,
Toshkent davlat transport universiteti
O'zbekiston Respublikasi, Toshkent shahri,
e-mail: sayyora-tohirzoda@mail.ru

**КО‘NDALANG VA BO‘YLAMA TOVUSH TO‘LQINLARIDA
TEBRANISHLARNING SO‘NISH XARAKTERI**

ANNOTATSIYA

Ushbu maqolada bo‘ylama va ko‘ndalang tovush to‘lqinlarning so‘nish xarakterini aniqlashga xizmat qiluvchi, komponentlararo ishqalanish koeffitsienti tufayli energiyaning tarqalishini hisobga olgan holda suyuqlik bilan to‘yingan g‘ovak muhitda chiziqli to‘lqinlar tarqalishining modeli bo‘lgan chiziqli dinamik tenglamalar sistemasi o‘rganilgan.

Kalit so‘zlar: g‘ovak muhit, energiya tarqalishi (dissipatsiyasi), komponentlararo ishqalanish koeffitsienti, bo‘ylama va ko‘ndalang tovush to‘lqinlari, tovush to‘lqinlarining tarqalishi, tebranishlarning susayishi.

Диссипативные уравнения движения позволяют рассмотреть в качестве простейшего приложения вопрос о затухании звуковых волн, т.е. характер затухания колебаний в поперечных и продольных звуковых волнах. Затухание и дисперсия звуковых колебаний описывается следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial h_{ik}}{\partial x_k} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} &= -\frac{\rho_l^2}{\rho_s} \chi(u_i - v_i), \\ \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} &= \rho_l \chi(u_i - v_i), \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial h_{ik}}{\partial t} + \mu \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) + \left(\frac{\rho_s}{\rho} K - \frac{2}{3} \mu \right) \delta_{ik} \operatorname{div} \mathbf{u} - \frac{\rho_l}{\rho} K \delta_{ik} \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0, \\ \frac{\partial p}{\partial t} - (K - \alpha \rho \rho_s) \operatorname{div} \mathbf{u} + \alpha \rho \rho_l \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0. \end{aligned}$$

Представим решение в виде

$$(\mathbf{u}, \mathbf{v}, h_{ik}, p) = (\mathbf{u}^0, \mathbf{v}^0, h_{ik}^0, p^0) e^{i(kx - \omega t)} \tag{2}$$

после чего уравнения (1) определяют предэкспоненциальные множители в (2)

$$\begin{aligned} \omega u_n^0 &= \frac{k_m}{\rho_s} h_{nm}^0 + \frac{1}{\rho} k_n p^0 - i \frac{\rho_l}{\rho_s} \rho_l \chi(u_n^0 - v_n^0), \\ \omega v_n^0 &= \frac{k_n}{\rho} p^0 + i \rho_l \chi(u_n^0 - v_n^0), \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned} \omega h_{lm}^0 &= \mu (k_l u_m^0 + k_m u_l^0) + \left(\frac{\rho_s}{\rho} K - \frac{2}{3} \mu \right) \delta_{lm} k_v u_v^0 - \frac{\rho_s}{\rho} K \delta_{lm} k_v v_v^0, \\ \omega p^0 - (K - \alpha \rho \rho_s) k_n u_n^0 + \alpha \rho \rho_l k_n v_n^0 &= 0. \end{aligned}$$

Условия разрешимости линейных однородных алгебраических уравнений сводятся к равенству нулю определителя системы (3)

$$\begin{aligned} &\left(ic^3 - \frac{\chi}{k} \frac{\rho_l}{\rho_s} \rho c^2 - i \frac{\mu}{\rho_s} c + \frac{\chi}{k} \frac{\rho_l}{\rho_s} \mu \right) \cdot \\ &\left\{ c^4 + i \frac{\chi}{k} \frac{\rho_l}{\rho_s} \rho c^3 - 2B_* c^2 - i \frac{\chi}{k} \frac{\rho_l}{\rho_s} (\rho^3 e_{\rho\rho} - 2K + \lambda + 2\mu) c + b_* \right\} = 0. \end{aligned} \tag{4}$$

Отсюда получим следующие соотношения для определения скоростей поперечной и продольных волн

$$ic^3 - \frac{\chi}{k} \frac{\rho_l}{\rho_s} \rho c^2 - i \frac{\mu}{\rho_s} c + \frac{\chi}{k} \frac{\rho_l}{\rho_s} \mu = 0, \quad (5)$$

$$c^4 + i \frac{\chi}{k} \frac{\rho_l}{\rho_s} \rho c^3 - 2B_* c^2 - i \frac{\chi}{k} \frac{\rho_l}{\rho_s} (\rho^3 e_{\rho\rho} - 2K + \lambda + 2\mu) c + b_* = 0. \quad (6)$$

Из этих формул следует отсутствие диссипации энергии формулы для скоростей поперечной и продольных волн.

Определим в (5) величину [1]

$$c = ic_t z,$$

после чего уравнение (5) преобразуется в кубическое уравнение с действительными положительными коэффициентами

$$z^3 + b_2 z^2 + z + b_0 = 0.$$

Здесь

$$b_2 = \frac{\rho}{\rho_s} b_0, \quad b_0 = \frac{\chi}{k_t} \frac{\rho_l}{c_t}.$$

Необходимое и достаточное условие того, что все корни уравнения находятся в левой полуплоскости, известно (критерий Рауса-Гурвица) [1]

$$b_2 - b_0 = \frac{\rho_l}{\rho_s} b_0 > 0$$

и всегда выполнено.

Также введем безразмерную переменную Z соотношением

$$c = i\sqrt{2B_*} Z,$$

после чего уравнение (6) преобразуется в уравнение четвертой степени

$$Z^4 + \tilde{a}_1 Z^3 + Z^2 + \tilde{a}_3 Z + \tilde{a}_4 = 0.$$

В этой формуле [2]

$$\tilde{a}_1 = \frac{\rho\rho_l}{\rho_s \sqrt{2B_*}} \frac{\chi}{k_l}, \quad \tilde{a}_3 = \frac{\rho\rho_l}{\rho_s (\sqrt{2B_*})^3} \frac{\chi}{k_l} (\rho^3 e_{\rho\rho} - 2K + \lambda + 2\mu), \quad \tilde{a}_4 = \frac{b_*}{4B_*^2}.$$

Согласно критерию Рауса-Гурвица [1], все корни уравнения имеют отрицательные части, если выполнены условия

$$\tilde{a}_1 = \frac{\rho\rho_l}{\rho_s \sqrt{2B_*}} \frac{\chi}{k_l} > 0, \quad \tilde{a}_1 - \tilde{a}_3 = \frac{\rho_l^2}{\rho_s^2 (\sqrt{2B_*})^3} \frac{\chi}{k_l} (\lambda + 2\mu) > 0,$$

$$(\tilde{a}_1 - \tilde{a}_3)\tilde{a}_3 - \tilde{a}_1^2 \tilde{a}_4 = \frac{\rho_l^3}{(\sqrt{2B_*} \rho_s)^3} \frac{\chi^2}{k_l^2} (K - \lambda - 2\mu)^2 > 0$$

которые всегда имеют место. Таким образом, продольные звуковые волны, так же и поперечные, являются строго затухающими гармоническими колебаниями в системе.

Дисперсия звуковых волн определяется частотной зависимостью скорости $c(\omega)$ [3].

Представим $c(\omega)$ в виде

$$c(\omega) = A(\omega) - iB(\omega) \quad (7)$$

где $A(\omega) = \text{Re} c(\omega)$, $B(\omega) = -\text{Im} c(\omega)$. В этом случае выражение (2) можно преобразовать

$$(\mathbf{u}, \mathbf{v}, h_{ik}, p) = (\mathbf{u}^0, \mathbf{v}^0, h_{ik}^0, p^0) e^{-i\omega(t-x/u(\omega))} e^{-x/\lambda_s(\omega)}. \quad (8)$$

Скорость волны $u(\omega)$ и длина поглощения $\lambda_{\varnothing}(\omega)$ определяются посредством $A(\omega)$ и $B(\omega)$ формулами

$$u(\omega) = \frac{A^2(\omega) + B^2(\omega)}{A(\omega)}, \lambda_{\varnothing}(\omega) = \frac{A^2(\omega) + B^2(\omega)}{\omega B(\omega)}. \quad (9)$$

Частотная зависимость скорости поперечной волны $c_t(\omega)$ определяется уравнением (5)

$$\left(1 + i \frac{\chi}{\omega} \frac{\rho_l}{\rho_s} \rho\right) c_t^2(\omega) = \frac{\mu}{\rho_s} \left(1 + i \frac{\chi}{\omega} \rho_l\right). \quad (10)$$

А частотная зависимость скорости продольных волн $c_l(\omega)$ определяется уравнением (6)

$$(1 + i\gamma)c_l^4(\omega) - (2B_* + \gamma\hat{u}_0^2 i)c_l^2 + b_* = 0, \quad (11)$$

$$\gamma = \frac{\chi}{\omega} \frac{\rho_l}{\rho_s} \rho = \frac{\omega_*}{\omega}, \hat{u}_0 = \sqrt{\rho^2 e_{\rho\rho} - \frac{2K}{\rho} + \frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}.$$

Здесь в определение γ входит характерный диссипативный временной масштаб

$$\frac{1}{\omega_*} = \frac{\rho_s}{\chi\rho\rho_l}.$$

Система уравнений (10), (11) определяет три корня

$$c_t^2(\omega) = \frac{\mu}{\rho_s} \frac{1 + i \frac{\chi}{\omega} \rho_l}{1 + i\gamma}, \quad (12)$$

$$c_l^2(\omega) = \frac{1}{2(1 + \gamma^2)} (2B_* + \gamma^2\hat{u}_0^2 + \kappa_1 + \gamma\kappa_2) + \frac{i}{2(1 + \gamma^2)} (-2\gamma B_* + \gamma\hat{u}_0^2 + \kappa_2 - \gamma\kappa_1), \quad (13)$$

$$c_l^2(\omega) = \frac{1}{2(1 + \gamma^2)} (2B_* + \gamma^2\hat{u}_0^2 - \kappa_1 - \gamma\kappa_2) + \frac{i}{2(1 + \gamma^2)} (-2\gamma B_* + \gamma\hat{u}_0^2 - \kappa_2 + \gamma\kappa_1), \quad (14)$$

$$\kappa_1 = \sqrt{2} \sqrt{B_*^2 - b_* - \frac{\gamma^2 \hat{u}_0^4}{4} + \sqrt{\left(B_*^2 - b_* - \frac{\gamma^2 \hat{u}_0^4}{4}\right)^2 + \gamma^2 (B_* \hat{u}_0^2 - b_*)^2}},$$

$$\kappa_2 = \sqrt{2} \sqrt{-B_*^2 + b_* + \frac{\gamma^2 \hat{u}_0^4}{4} + \sqrt{\left(B_*^2 - b_* - \frac{\gamma^2 \hat{u}_0^4}{4}\right)^2 + \gamma^2 (B_* \hat{u}_0^2 - b_*)^2}}$$

соответствующих поперечной и продольным волнам с учетом межкомпонентного трения в системе. Соотношения (12)-(14) позволяют вычислить коэффициенты $A(\omega)$ и $B(\omega)$, которые имеют чрезвычайно громоздкий вид.

Из этих выражений можно получить формулы в предельном случае. С увеличением частоты скорость первой (быстрой) продольной волны нарастает до предельного значения c_{l1}

. Скорость же второй продольной волны с увеличением частоты нарастает пропорционально квадратному корню из частоты от нуля при $\omega = 0$ до значения c_{l2} при $\omega = \infty$. Длина поглощения в обоих случаях с уменьшением частоты возрастает чрезвычайно сильно для первого продольного звука и значительно слабее для второй продольной звуковой волны. Этот результат согласуется с результатом Био, если в последней исключить так называемый параметр ρ_{12} [4].

На рисунках 1, 2, 3 представлены графики функции для скоростей первой (быстрой) продольной, второй (медленной) продольной и поперечной волн как функций частоты для разных значений параметра проницаемости.

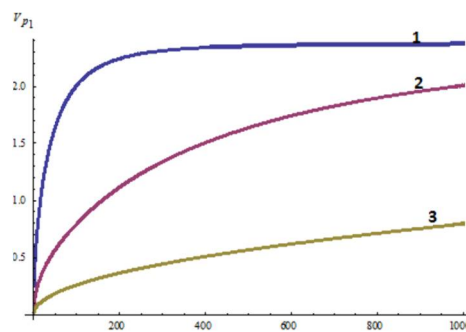


Рис.1. График скорости первой продольной волны.

где $V_{p_1}(\omega)$ – скорость первой продольной волны (синий $\chi_1 = 10^4 \text{ см}^3 / (\text{г} \cdot \text{сек})$, фиолетовый $\chi_2 = 10^5 \text{ см}^3 / (\text{г} \cdot \text{сек})$, зеленый $\chi_3 = 10^6 \text{ см}^3 / (\text{г} \cdot \text{сек})$) при заданных значениях физических параметров: $c_{l1} = 1.7 \cdot c_t$, $c_{l1} = 0.6 \text{ км/с}$, $c_{l1} = 1.4 \text{ км/с}$, $c_{l1} = 0.6 \text{ км/с}$, $\rho_l^f = 0.9 \text{ г/см}^3$, $\rho_s^f = 2.7 \text{ г/см}^3$, $d_0 = 10\%$.

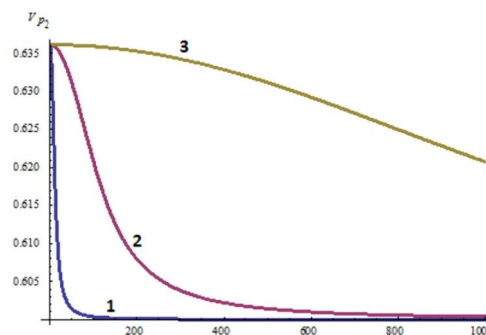


Рис.2. График скорости второй продольной волны.

где $V_{p_2}(\omega)$ – скорость второй продольной волны (синий $\chi_1 = 10^4 \text{ см}^3 / (\text{г} \cdot \text{сек})$, фиолетовый $\chi_2 = 10^5 \text{ см}^3 / (\text{г} \cdot \text{сек})$, зеленый $\chi_3 = 10^6 \text{ см}^3 / (\text{г} \cdot \text{сек})$) при заданных значениях физических параметров: $c_{l1} = 1.7 \cdot c_t$, $c_{l1} = 0.6 \text{ км/с}$, $c_{l1} = 1.4 \text{ км/с}$, $c_{l1} = 0.6 \text{ км/с}$, $\rho_l^f = 0.9 \text{ г/см}^3$, $\rho_s^f = 2.7 \text{ г/см}^3$, $d_0 = 10\%$.

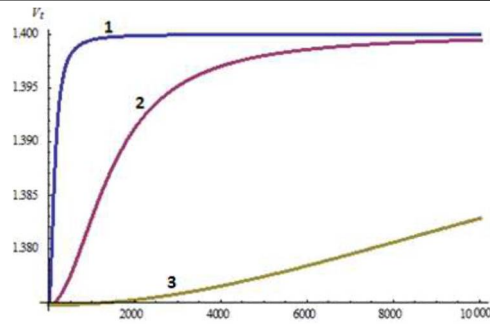


Рис.3. График скорости поперечной волны.

где $V_t(\omega)$ – скорость поперечной волны (синий $\chi_1 = 10^4 \text{ см}^3 / (\text{г} \cdot \text{сек})$, фиолетовый $\chi_2 = 10^5 \text{ см}^3 / (\text{г} \cdot \text{сек})$, зеленый $\chi_3 = 10^6 \text{ см}^3 / (\text{г} \cdot \text{сек})$) при заданных значениях физических параметров: $c_{t1} = 1.7 \cdot c_t$, $c_{t1} = 0.6 \text{ км} / \text{с}$, $c_{t1} = 1.4 \text{ км} / \text{с}$, $c_{t1} = 0.6 \text{ км} / \text{с}$, $\rho_l^f = 0.9 \text{ г} / \text{см}^3$, $\rho_s^f = 2.7 \text{ г} / \text{см}^3$, $d_0 = 10\%$.

Список литературы

1. Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. - М.: Физматлит, 2004, 2010. -560с.
2. Имомназаров, Х. Х., & Туйчиева, С. Т. (2015). Сосредоточенная сила в однородной изотропной пористой среде. Интерэкспо Гео-Сибирь, 4(1), 201-204.
3. Жабборов Н.М., Туйчиева С.Т. Затухание и дисперсия звуковых колебаний в пористой среде. // Современные проблемы математической физики и математического моделирования. Материалы международной научно-практической конференции. 3-4 декабря 2021 г., Карши, С. 109-111.
4. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low frequency range. II. Higher frequency range. // Journal of the Acoustical Society of America. V. 28, № 2, 1956, P. 168–191.

ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ФАНЛАРИ

4 ЖИЛД, 1 СОН

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

ТОМ 4, НОМЕР 1

PHYSICAL AND MATHEMATICAL SCIENCES

VOLUME 4, ISSUE 1

Контакт редакций журналов. www.tadqiqot.uz
ООО Tadqiqot город Ташкент,
улица Амира Темура пр.1, дом-2.
Web: <http://www.tadqiqot.uz/>; E-mail: info@tadqiqot.uz
Тел: (+998-94) 404-0000

Editorial staff of the journals of www.tadqiqot.uz
Tadqiqot LLC The city of Tashkent,
Amir Temur Street pr.1, House 2.
Web: <http://www.tadqiqot.uz/>; E-mail: info@tadqiqot.uz
Phone: (+998-94) 404-0000