

ПЕРЕТВОРЕННЯ ФРОНТІВ РОЗРИВНИХ ХВИЛЬ В ПРУЖНОМУ ШАРОВАТОМУ СЕРЕДОВИЩІ ЗМІННОЇ ГУСТИНИ

Гуляев В.И., доктор технічних наук, Національний транспортний університет, Київ, Україна
Засць Ю.О., Національний транспортний університет, Київ, Україна

TRANSFORMATION OF DISCONTINUOUS WAVE FRONTS IN ELASTIC LAYERED MEDIA WITH VARIABLE DENSITY

Gulyayev V.I., Doctor of Science (Technology), National Transport University, Kyiv, Ukraine
Zaiets Yu.O., National Transport University, Kyiv, Ukraine

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФРОНТОВ РАЗРЫВНЫХ ВОЛН В УПРУГОЙ СЛОИСТОЙ СРЕДЕ ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТИ

Гуляев В.И., доктор технических наук, Национальный транспортный университет, Киев, Украина
Заец Ю.А., Национальный транспортный университет, Киев, Украина

Постановка проблеми.

Явище удару і спровоковані ним ефекти розповсюдження розривних хвиль у деформівних середовищах широко трапляються в природі та техніці, наприклад, у машинах для штампування та кування деталей, руйнування гірських порід, бетонних покриттів, занурення паль та ін.[1]. Однак найбільших руйнувань і трагічних наслідків завдають землетруси. Тільки протягом року на Землі відбувається до мільйона землетрусів, але людство так і не зрозуміло до кінця причин їх виникнення і не навчилося точно прогнозувати місця локалізації їхніх осередків, а також силу і час їх реалізації. Тому один із способів зменшення ризиків для населення і навколишнього середовища може бути пов'язаний зі з'ясуванням загальних закономірностей перебігу землетрусів та розробкою способів захисту від них.

Помічено, що інтенсивність сейсмічних дій та місце їх локалізації в значній мірі визначаються можливістю перебудови, фокусування та відбивання сейсмічних хвиль на неперервних та шаруватих неоднорідностях тектонічних середовищ. Шляхом моделювання динамічних явищ, пов'язаних із дифракцією ударної хвилі на тектонічних неоднорідностях, в обраному геологічному регіоні можна виділити зони з найменшим сейсмічним ризиком для стратегічно важливих об'єктів. При цьому принциповими також є питання теоретичного моделювання ефектів екранування для цих споруд та об'єктів від ударної дії сейсмічних (зокрема і розривних) хвиль на природних або штучно створених неоднорідностях середовищ, що деформуються.

Аналіз досліджень і публікацій.

Для дослідження поширення та перетворення розривних (слабких ударних) хвиль найефективнішим є променевий метод. Основи цього методу для розв'язку задач фізики розробив нідерландський вчений Peter Debye. Щодо задач поширення зазначених хвиль у пружних середовищах, то цей метод отримав розвиток у роботах В.М. Бабича [2] та Г.І. Петрашеня [3], а в українській школі механіків варто відзначити праці Ю.М. Подільчука та Ю.К. Рубцова [4]. За допомогою променевого методу в роботах В.І. Гуляєва, Г.М. Іванченка, П.З. Лугового та О.В. Яковенко [5-7] досліджено питання фокусування та розсіювання слабких ударних хвиль пружними лінзами, ефекти утворення каустик, а також явища повного внутрішнього відбиття.

Мета даної роботи полягає в постановці задачі про перетворення розривних хвиль в пружних середовищах шаром змінної густини, а також аналізі отриманих результатів в залежності від характеру зміни щільності проміжного шару.

Основна частина

Хоча, проблема гасіння та екранування хвиль деформацій в пружних неоднорідних середовищах широко зустрічається в різних галузях природознавства та техніки [8, 9], в даній роботі вона буде розглядатись в загальному вигляді, але із можливістю застосування до геологічних структур. В силу того, що в процесі формування та еволюції ці структури піддаються дії сил

гравітації і внаслідок цього набувають пружних властивостей, які залежать від орієнтації кожної виділеної елементарної площадки, вони повинні розглядатись як анізотропні пружні середовища [10]. Наведемо основні співвідношення теорії анізотропних пружних тіл.

Умова статичної рівноваги елемента пружного середовища встановлюється рівняннями:

$$\sum_{k=1}^3 \frac{\partial t_{ik}}{\partial x_k} + f_i = 0 \quad (i = 1, 2, 3), \quad (1)$$

де t_{ik} – компоненти тензора пружних напружень, причому $t_{ik} = t_{ki}$;

x_k - декартові координати;

f_i – компоненти вектора щільності масових сил.

Для випадку, коли елемент пружного середовища знаходиться в русі, до компонентів рівнянь (1) (об'ємних сил) додаються ще сили інерції і вирази набувають вигляду

$$\sum_{k=1}^3 \frac{\partial t_{ik}}{\partial x_k} + f_i = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (i = 1, 2, 3), \quad (2)$$

де ρ – густина середовища;

u_i – компоненти вектора пружних переміщень;

t – час.

Таким чином збурений стан ідеально пружного середовища характеризується трьома координатними векторами напруження t_i ($i = 1, 2, 3$), які є функціями від x_1, x_2, x_3 та часу t .

Для обчислення компонентів (лінійного) тензора деформацій ε_{ik} суцільного середовища використаємо рівняння Коші:

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (i, k = 1, 2, 3). \quad (3)$$

Як відомо, закон Гука встановлює залежність між складовими напружень та переміщень. Так, для анізотропного середовища він має вигляд:

$$t_{ik} = \sum_{p,q=1}^3 c_{ik,pq} \frac{\partial u_q}{\partial x_p}, \quad (i = k = 1, 2, 3). \quad (4)$$

Підставляючи (4) в (2), отримаємо рівняння руху для однорідного анізотропного середовища

$$\sum_{k,p,q=1}^3 c_{ik,pq} \frac{\partial^2 u_q}{\partial x_k \partial x_p} - \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = 0, \quad (i = 1, 2, 3). \quad (5)$$

Позначимо $\lambda_{ik,pq} = \frac{1}{\rho} c_{ik,pq}$, тоді

$$\sum_{k,p,q=1}^3 \lambda_{ik,pq} \frac{\partial^2 u_q}{\partial x_k \partial x_p} - \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = 0, \quad (i = 1, 2, 3). \quad (6)$$

У випадку неоднорідного анізотропного середовища отримаємо складнішу систему рівнянь динаміки анізотропного пружного середовища

$$\sum_{k,p,q=1}^3 \lambda_{ik,pq} \frac{\partial^2 u_q}{\partial x_k \partial x_p} - \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} + \sum_{k,p,q=1}^3 \frac{\partial c_{ik,pq}}{\rho \partial x_k} \frac{\partial u_q}{\partial x_p} = 0, \quad (i = 1, 2, 3). \quad (7)$$

Розв'язок систем рівнянь (5) і (7) з відомими початковими умовами $\vec{u}|_{t=0} = \vec{u}_0(x_1, x_2, x_3, 0)$, $\left. \frac{\partial \vec{u}_0}{\partial t} \right|_{t=0} = \vec{v}_0(x_1, x_2, x_3, 0)$, будується у вигляді плоскої монохроматичної хвилі із хвильовим числом k і фазовою швидкістю v , фронтами якої є поверхні постійних фаз [3]

$$\vec{n} \cdot \vec{r} - vt = const, \quad (8)$$

котрі рухаються зі швидкістю $\vec{v} = v \cdot \vec{n}$ та локально перпендикулярні до орта \vec{n} .

Для будь-якого вибраного напрямку \vec{n} фазова швидкість хвилі v та вектор її поляризації \vec{A} визначається із системи лінійних алгебраїчних рівнянь [3]

$$\sum_{k,p,q=1}^3 \lambda_{ik,pq} n_k n_p A_q - v^2 A_i = 0, \quad (i=1,2,3). \quad (9)$$

Розв'язуючи задачі на власні значення симетричної додатньо визначеної матриці коефіцієнтів системи (9)

$$\Lambda_{iq} \equiv \sum_{k,p}^3 \lambda_{ik,pq} n_k n_p \quad (i, q = 1, 2, 3), \quad (10)$$

для кожного напрямку \vec{n} визначаються квадрати швидкостей трьох по різному поляризованих хвиль $[v^{(r)}]^2$, $r=1,2,3$, та для кожного значення фазової швидкості компоненти вектора поляризації \vec{A} хвилі, як власні вектори матриці (10). Для будь-якого напрямку \vec{n} вектори поляризації мають задовольняти умови ортогоналізації $\vec{A}^{(i)}(\vec{n}) \cdot \vec{A}^{(k)}(\vec{n}) = \delta_{ik}$, $(i, k = 1, 2, 3)$.

Величини фазових швидкостей нумеруються в послідовності зменшення їх модулів. Хвиля, що має найбільшу фазову швидкість та номер $r=1$, називається квазіпоздовжньою. Дві інші, $r=2,3$ - квазіпоперечні, фронти яких, зрозуміло, завжди відстають від фронту квазіпоздовжньої хвилі.

Поверхня фронту ударної хвилі з урахуванням (8) може бути представленою співвідношенням

$$\tau(x_1, x_2, x_3) - t = 0,$$

де τ - функція, що задовольняє диференціальне рівняння

$$\sum_{i,k,p,q=1}^3 \lambda_{ik,pq} p_k p_p A_q^{(r)} A_i^{(r)} = 1, \quad (11)$$

в яких позначено: $p_k \equiv \partial \tau / \partial x_k = n_k / v_r(\vec{n})$ - компоненти вектора рефракції [3].

Рівняння (11) за допомогою метода характеристик зводиться до системи звичайних диференціальних рівнянь

$$\begin{aligned} \frac{dx_m^{(r)}}{d\tau} &= \xi_m \equiv \sum_{i,p,q=1}^3 \lambda_{im,pq} p_p A_q^{(r)} A_i^{(r)}, \\ \frac{dp_m^{(r)}}{d\tau} &= \eta_m \equiv -\frac{1}{2} \sum_{i,k,p,q=1}^3 \frac{\partial \lambda_{ik,pq}}{\partial x_m} p_k p_p A_q^{(r)} A_i^{(r)} \quad (r, m = 1, 2, 3) \end{aligned} \quad (12)$$

з початковими умовами $x_k^{(r)}|_{t=0} = x_k^0$, $p_k^{(r)}|_{t=0} = \frac{n_k}{v_k^{(r)}}$, інтегруючи які, для послідовності заздалегідь вибраних початкових напрямків, можна побудувати сімейство m променів, вздовж яких у пружному анізотропному середовищі зі швидкостями $\vec{\xi}_m$ розповсюджується енергія хвильового поля.

Відомо, що одним із проявів неоднорідності середовища є зміна його густини. Розглянемо неоднорідне ізотропне середовище з такими фізичними параметрами $\rho = \rho_0 = 2760 \text{ кг/м}^3$, $\lambda = 3,4 \cdot 10^9 \text{ Па}$, $\mu = 1,36 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, густина якого змінюється вздовж осі Ox_3 , наприклад, за законом неперервної функції:

$$\rho = \rho_0 \left(2 + 5 \cdot 10^{-3} \cdot 0,83 \left(\sqrt{1 \cdot 10^6 + (x_3 + 11250)^2} - \sqrt{1 \cdot 10^6 + (x_3 + 11000)^2} \right) \right), \quad x_3 \in [-15000; -7500],$$

$$\rho = \rho_0 \left(2 + 5 \cdot 10^{-3} \cdot 0,83 \left(-\sqrt{1 \cdot 10^6 + (x_3 + 3750)^2} + \sqrt{1 \cdot 10^6 + (x_3 + 3500)^2} \right) \right), \quad x_3 \in [-15000; -7500]; \quad (13)$$

$$\rho = \rho_0, \quad x_3 < -15000,$$

де ρ_0 – густина відповідного однорідного ізотропного пружного середовища. Графік цієї функції зображений на рис. 1,а.

При такій постановці задачі середовище має майже шарувату структуру зі збільшеною щільністю в шарі. Однак при цьому всі коефіцієнти механічних параметрів залишаються диференційованими функціями.

За законом $\rho(x_3)$ (13) густина середовища ρ спочатку неперервно збільшується, починаючи зі значення $\rho_0 = 2760 \text{ кг/м}^3$, а після досягнення максимального значення $\rho = 8292 \text{ кг/м}^3$ починає зменшуватись, тобто таким чином утворюється шар неоднорідності.

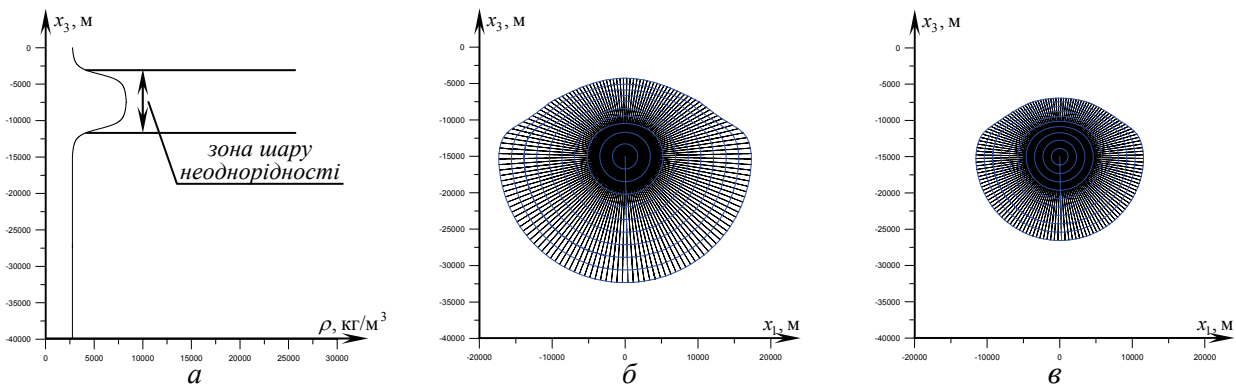


Рисунок 1 – Графік зміни функції густини $\rho(x_3)$ (а) та схеми перебудови променів і фронтів P- (б) і S-хвиль (в) в ізотропному шароватому середовищі при зміні густини середовища за законом (13)

Форми перерізів фронтів P- і S-хвиль, при зміні функції $\rho(x_3)$ за законом (13), представлені на рис. 1,б і 1,в, відповідно. При побудові розв'язку вважалось, що промені відходять від сферичного джерела з кроком колової координати $\Delta\Theta = 2,5^0$. Лінія фронту хвилі будувалась з кроком радіальної координати $\Delta r = 0,0013 \text{ м}$. В порівнянні з випадками поширення пружних хвиль в однорідних середовищах, тут fronti перестають бути сферичними, хоча зберігається прямолінійність променів, а швидкості поширення P- і S-хвиль вздовж додатного напрямку осі Ox_3 значно зменшуються в зонах підвищеної густини середовища. Така закономірність впливає із формули визначення компонентів променевої швидкості

$$\xi_m^{(r)} = \sum_{i,p,q}^3 \lambda_{im,pq} p_p A_q^{(r)} A_i^{(r)}. \quad (14)$$

Оскільки $\lambda_{im,pq} = \frac{1}{\rho(x_1, x_2, x_3)} c_{im,pq}$,

де $c_{im,pq}$ – елементи тензора пружних сталей, то

$$\xi_m^{(r)} = \sum_{i,p,q}^3 \frac{c_{im,pq}}{\rho} p_p A_q^{(r)} A_i^{(r)} = \frac{1}{\rho} \sum_{i,p,q}^3 c_{im,pq} p_p A_q^{(r)} A_i^{(r)}. \quad (15)$$

Отже, зі збільшенням густини середовища променева швидкість розривної хвилі зменшується. Як результат, розглянутий шар неоднорідності починає відігравати роль екрана, відхиляючого (відбиваючого) хвильовий фронт.

На відміну від розглянутого вище прикладу, виберемо тепер закон зміни функції густини $\rho(x_3)$ таким чином, щоб утворився проміжний шар зниженої щільності. Нехай, наприклад, змінна $\rho = \rho(x_3)$ має вигляд:

$$\rho = \rho_0 \left(0,8 + 8,3 \cdot 10^{-4} \left(-\sqrt{1 \cdot 10^6 + (x_3 + 11250)^2} + \sqrt{1 \cdot 10^6 + (x_3 + 11000)^2} \right) \right), \quad x_3 \in [-15000; -7500]$$

$$\rho = \rho_0 \left(0,8 + 8,3 \cdot 10^{-4} \left(\sqrt{1 \cdot 10^6 + (x_3 + 3750)^2} - \sqrt{1 \cdot 10^6 + (x_3 + 3500)^2} \right) \right), \quad x_3 \in [-15000; -7500]; \quad (16)$$

$$\rho = \rho_0, \quad x_3 < -15000.$$

Для цього випадку зміни густини, на рис. 2 зображені графік функції $\rho = \rho(x_3)$ (рис. 2, а), системи променів і фронтів повздожньої (рис. 2, б) та поперечної хвиль (рис. 2, в). Тут густина зменшується від $\rho_0 = 2760 \text{ кг/м}^3$ до $\rho_{\min} = 1653 \text{ кг/м}^3$ і в момент проходження хвилею шару зниженої щільності її швидкість зростає. В результаті цього контури фронти викривляються, а промені залишаються прямолінійними. Однак при цьому шар зниженої щільності також відіграє роль екрану, що відхиляє хвильовий фронт.

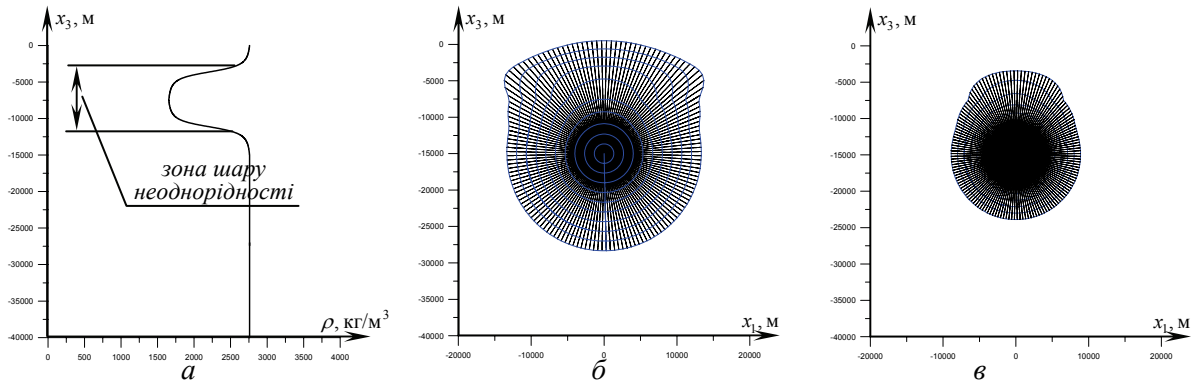


Рисунок 2 – Графік зміни функції густини $\rho(x_3)$ (а) та схеми перебудови променів і фронтів P- (б) і S-хвиль (в) в ізотропному шаруватому середовищі при зміні густини середовища за законом (16)

Узагальнюючи отримані результати, можна зробити висновок, що довільний шар неоднорідності щільності пружного середовища (як підвищеної, так і зниженої в порівнянні з густиною основного масиву середовища) може відігравати роль екрану, який відхиляє хвильові промені. При цьому, однак, екрануючі властивості шару неоднорідності посилюються зі збільшенням різниці значень густини в масиві та шарі.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Алимов О. Д. Удар. Распространение волн деформаций в ударных системах / О. Д. Алимов, В. К. Манжосов, В. Э. Еремьянц. – М.: Наука, 1985. – 359 с.
2. Бабич В. М. Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн / В. М. Бабич, В. С. Булдырев. – М.: Наука, 1972. – 456 с.
3. Петрашень Г. И. Распространение волн в анизотропных упругих средах / Г. И. Петрашень. – Л.: Наука, Ленингр. отд-ние, 1990. – 280 с.
4. Подильчук Ю. Н. Лучевые методы в теории распространения и рассеяния волн / Ю. Н. Подильчук, Ю. К. Рубцов. – К.: Наукова думка, 1988. – 220 с.
5. Взаимодействие фронтов ударных волн с плоскостью раздела трансверсально-изотропных упругих сред / [В. И. Гуляев, П. З. Луговой, Г. М. Иванченко, Е. В. Яковенко] // Прикладная механика. – 1999. – Т. 35, № 4. – С. 30-36.

6. Гуляев В. И. Отражение и преломление плоских разрывных волн параболическими поверхностями раздела анизотропных упругих сред / В. И. Гуляев, П. З. Луговой, Г. М. Иванченко // Геофизический журнал – 2005. – Т. 27, № 3. – С. 418-427.
7. Гуляев В. И. Дифракция разрывных волн на эллипсоидальных поверхностях раздела трансверсально-изотропных упругих сред / В. И. Гуляев, П. З. Луговой, Г. М. Иванченко // Прикладная механика. – 2004. – Т. 40, № 10. – С. 98-106.
8. Механика горных выработок при действии гравитационных и динамических нагрузок: монография / [В. И. Гуляев, П. З. Луговой, Ю. А. Заец и др.]. – Ивано-Франковск : Изд-во Прикарпат. нац. ун-та им. В. Стефаника, 2014. – 438 с.
9. Gulyaev V.I. Shielding of elastic nonstationary waves by interfaces / V.I. Gulyaev, P.Z. Lugovoi, Yu.A. Zayets // International Applied Mechanics. – 2012. – Vol. 48, № 4. – P. 414–422.
10. Transformation of seismic discontinuous waves by hyperboloid interfaces in anisotropic elastic media / [N. W. Musa, V. I. Gulyayev, Yu. A. Zaets et al.] // International Journal of Scientific and Engineering Research. – 2014. – V. 5, № 12. – P. 962-977.

REFERENCES

1. Alimov O. D., Manzhosov V. K., Erem'yants V. E. Propagation of strain waves in impact systems. – Moskva: Nauka, 1985. 359 P. (Rus)
2. Babich V. M., Buldyrev V. S. Asymptotic methods in the problems of short wave diffraction. – Moskva: Nauka, 1972. 456 P. (Rus)
3. Petrashen G.I. Wave propagation in anisotropic elastic media. Leningrad: Nauka, 1980. – 280 p. (Rus)
4. Podilchuk Yu.N., Rubtsov Yu.K. Ray method in the theory of propagation and dispersion of waves. Kyiv: Naukova Dumka, 1988. – 220 p. (Rus)
5. Gulyayev V.I., Lugovoi P.Z., Ivanchenko G.M., Yakovenko E.V. Interaction of shock wave fronts with a transversally isotropic elastic media interface // Applied Mechanics. 1999. Vol. 35, № 4. P. 30-36. (Rus)
6. Gulyayev, V.I., Lugovoi, P.Z., Ivanchenko, G.M. Reflection and refraction of plane waves of discontinuous paraboloidal surfaces of anisotropic elastic media. Geofizicheskiy zhurnal. 2005. 27(3). P. 418-427. (Rus)
7. Gulyayev, V.I., Lugovoi, P.Z., Ivanchenko, G.M. Diffraction of discontinuous waves on the ellipsoidal surfaces of section transversely isotropic elastic media. Prikladnaya mekhanika. 2004. 40(10). P. 98-106. (Rus)
8. Gulyayev, V. I., Lugovoi, P. Z., Zaets Yu. A. Mechanics of rock systems under action of gravity and dynamic loads. Ivano-Frankivsk: GVUZ, 2014. 438 P. (Rus)
9. Gulyayev, V. I., Lugovoi, P. Z., Zaets Yu. A. Shielding of elastic nonstationary waves by interfaces // International Applied Mechanics. 2012. Vol. 48, № 4. P. 414–422. (Eng)
10. Musa N. W., Gulyayev V. I., Zaets Yu. A. Transformation of seismic discontinuous waves by hyperboloid interfaces in anisotropic elastic media // International Journal of Scientific and Engineering Research. 2014. Vol. 5, № 12. P. 962-977. (Eng)

РЕФЕРАТ

Гуляев В.И. Перетворення фронтів розривних хвиль в пружному шаруватому середовищі змінної густини. / В.И. Гуляев, Ю.О. Заец // Вісник Національного транспортного університету. Серія «Технічні науки». Науково-технічний збірник. – К. : НТУ, 2016. – Вип. 1 (34).

В роботі розглянуто задачу про перетворення фронтів розривних хвиль в пружних середовищах з майже шаруватою структурою зі збільшеною та зменшеною щільністю в шарі.

Об'єкт дослідження – явище поширення нестационарних розривних (слабких ударних) хвиль, збурених в неоднорідних ізотропних пружних середовищах.

Мета даної роботи полягає в постановці задачі про перетворення розривних хвиль в пружних середовищах шаром змінної густини, а також аналізі отриманих результатів в залежності від характеру зміни щільності проміжного шару.

Метод дослідження – метод нульового наближення променевого методу.

В роботі дослідженні питання перебудови систем променів і фронтів розривних хвиль у пружних середовищах, механічні параметри яких є неперервними елементарними функціями просторових координат та мають умовно шарувату структуру. Показано, що ці процеси можуть супроводжуватись явищами розбіжності променів, їх викривленням, відхиленням від певної зони середовища та зміною напряму розповсюдження, а також збільшенням або зменшенням інтенсивності хвилі за рахунок їх перетворення та екранування.

Результати статті можуть бути упровадженні в науково-дослідних і промислових організаціях, при проектуванні споруд енергетичного, транспортного та гірничого призначення з метою їх сейсмозахисту та захисту від впливу розривних хвиль збурених техногенними чинниками.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ЕКРАНУВАННЯ, РОЗРИВНІ ХВИЛІ, АНІЗОТРОПНЕ СЕРЕДОВИЩЕ, ПРУЖНЕ СЕРЕДОВИЩЕ, ПРОМЕНЕВИЙ МЕТОД.

ABSTRACT

Gulyayev V.I., Zaiets Yu. O. Transformation of discontinuous wave fronts in elastic layered media with variable density. Visnyk National Transport University. Series «Technical sciences». Scientific and Technical Collection. – Kyiv: National Transport University, 2016. – Issue 1 (34).

In the paper, the problem of interaction a discontinuous wave with the heterogeneity between two elastic isotropic media with different density parameters is considered.

The research object is nonstationary wave with strong discontinuity generated in nonhomogeneous elastic medium.

The work aim consists in statement of the problem on diffraction of the discontinuous wave in an interface between two anisotropic media and analysis of received results depending on the anisotropy parameters values.

The research method is the zeroth approximation of the ray method.

In the paper, the problem on simulation of the processes of mechanical interaction of elastic discontinuous waves with interfaces between rock media with different properties (particularly, anisotropy parameters) is proposed. In the result of the simulation, it is established that in the discontinuous wave transformation in the interface planes, not only wave polarization and front geometry can be changed but the wave intensity can be increased or decreased. This type of the wave diffraction can be accompanied by essential change of the wave intensity in different zones of the wave front.

The work results can be inculcated in research and projection institutes for design of construction of structures, transport and mine destination with the aim of their seismic protection and their screening from action of discontinuous waves generated by different technical failures.

KEYWORDS: SHIELDING, DISCONTINUOUS WAVES, ANISOTROPIC LAYERED MEDIA, ELASTIC MEDIUM, RAY METHOD.

РЕФЕРАТ

Гуляев В.И. Преобразование фронтов разрывных волн в упругой слоистой среде переменной плотности. / В.И. Гуляев, Ю.А. Заец // Вестник Национального транспортного университета. Серия «Технические науки». Научно-технический сборник. – К. : НТУ, 2016. – Вып. 1 (34).

В работе рассмотрена задача о преобразовании фронтов разрывных волн в упругих средах слоистой структуры с увеличенной или уменьшенной плотностью в слое.

Объект исследования - явление распространения нестационарных разрывных (слабых ударных) волн, возмущенных в неоднородных изотропных упругих средах.

Цель данной работы заключается в постановке задачи о преобразовании разрывных волн в упругих средах слоем переменной плотности, а также анализе полученных результатов в зависимости от характера изменения плотности промежуточного слоя.

Метод исследования - метод нулевого приближения лучевого метода.

В работе исследованы вопросы перестройки систем лучей и фронтов разрывных волн в упругих средах, механические параметры которых являются непрерывными элементарными функциями пространственных координат и имеют условно слоистую структуру. Показано, что эти

процессы могут сопровождаться явлениями расхождения лучей, их искажением, отклонением от определенной зоны среды и изменением направления распространения, а также увеличением или уменьшением интенсивности волны за счет их преобразования и экранирования.

Результаты статьи могут быть внедрены в научно-исследовательских и промышленных организациях при проектировании сооружений энергетического, транспортного и горного назначения с целью их сейсмозащиты и защиты от влияния разрывных волн возмущенных техногенными факторами.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ЭКРАНИРОВАНИЕ, РАЗРЫВНЫЕ ВОЛНЫ, АНИЗОТРОПНАЯ СРЕДА, УПРУГАЯ СРЕДА, ЛУЧЕВОЙ МЕТОД.

АВТОРИ:

Гуляев Валерій Іванович, доктор технічних наук, професор, Національний транспортний університет, завідувач кафедри вищої математики, e-mail: valery@gulyayev.com.ua, тел. +380442847109, Україна, 01010, м. Київ, вул. Кіквідзе, 42.

Заєць Юлія Олександрівна, Національний транспортний університет, асистент кафедри вищої математики, e-mail: yzaets@gmail.com, тел. +380979712351, Україна, 01010, м. Київ, вул. Кіквідзе, 42.

AUTHOR:

Gulyayev V. I., Doctor of Science (Technology), professor, National Transport University, head of department high mathematics, e-mail: valery@gulyayev.com.ua, tel. +380442847109, Ukraine, 01010, Kyiv, Kikvidze str., 42.

Zaiets Yu. O., National Transport University, assistant department of high mathematics, e-mail: yzaets@gmail.com, tel. +380979712351, Ukraine, 01010, Kyiv, Suvorova str. 1.

АВТОР:

Гуляев Валерий Иванович, доктор технических наук, профессор, Национальный транспортный университет, заведующий кафедрой высшей математики, e-mail: valery@gulyayev.com.ua, тел. +380442847109, Украина, 01010, г. Киев, ул. Киквидзе, 42.

Заец Юлия Александровна, Национальный транспортный университет, ассистент кафедры высшей математики, e-mail: yzaets@gmail.com, тел. +380979712351, Украина, 01010, г. Киев, ул. Киквидзе, 42.

РЕЦЕНЗЕНТИ:

Гайдайчук В.В., доктор технічних наук, професор, Київський національний університет будівництва і архітектури, завідувач кафедри теоретичної механіки, Київ, Україна.

Лоза І.А., доктор фізико-математичних наук, професор, Національний транспортний університет, завідувач кафедри теоретичної механіки, Київ, Україна.

REVIEWERS:

Gaidaichuk V.V., Ph.D., Engineering (Dr.), professor, Kyiv National University of Structures and Architecture, Head of Department of Theoretical Mechanics, Kyiv, Ukraine.

Loza I.A., Ph.D., Physics and Mathematics (Dr), professor, National Transport University, Head of Department of Theoretical Mechanics, Kyiv, Ukraine.