

УДК 534.222

Н.П. Заграй, А.И. Михралиева, Т.П. Строчан**ЭКОЛОГИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ ПО ДИНАМИЧЕСКОЙ
ХАРАКТЕРИСТИКЕ НЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В УПРУГИХ
СРЕДАХ**

Экологический мониторинг проводится по изменению характерных параметров контролируемой среды. Предлагается ранее не рассматривавшаяся динамическая характеристика нелинейного взаимодействия акустических волн – нелинейное ускорение. Оценена возникающая при этом динамика изменений расстояний разрывов при искажении простой волны с учетом квадратичной и кубической физических нелинейностей диагностируемой среды. Показаны характерные особенности ускорения и их соответствие для квадратичной и кубической нелинейностей акустических волн в среде распространения. Поведение ускорения как динамической характеристики нелинейного взаимодействия акустических волн может быть использовано для мониторинга среды распространения. Величина кубической нелинейности вносит в ускорение наблюдаемой мощной волны несимметричность его искажения. Учитывая появляющуюся несимметричность в поведении ускорения может быть построен метод оценки вклада величины кубической нелинейности. Численными методами с помощью компьютера можно оценивать подобный вклад в нелинейный процесс. Акустическое ускорение при подробном анализе приобретает конкретный физический смысл. Оно является нелинейным ускорением при единичной силе, действующей на физическую среду при нелинейном взаимодействии акустических волн. Также рассмотрены среды с модулями упругости на растяжение и сжатие среды при деформации, называемые разномодульными средами. Для разных изменяющихся параметров приведены графические зависимости ускорений для этих случаев. Несимметричность также позволяет оценивать величины вкладов кубической нелинейности. Подобный метод позволяющие проводить оценку степени различия в таких средах разномодульных средах, Это является важным результатом для практики нелинейной акустической диагностики.

Нелинейное ускорение; квадратичная и кубическая нелинейность; разномодульные среды; метод выделения вкладов.

N.P. Zagray, A.I. Mikhralieva, T.P. Strochan**ENVIRONMENTAL MONITORING ON THE DYNAMIC CHARACTERISTICS
OF NONLINEAR INTERACTIONS IN ELASTIC MEDIUM**

Environmental monitoring is carried out to change the characteristic parameters of a controlled environment. The article proposes not previously regarded-ing dynamic characteristic of the nonlinear interaction of acoustic waves - non-linear acceleration. It assesses emerging with the dynamics of change breaks distances in the distortion of a simple wave given quadratic and cubic nonlinearities diagnosed physical environment. Showing acceleration characteristics and their conformity to the quadratic and cubic nonlinear acoustic waves in the propagation medium. The behavior of the acceleration as the dynamic characteristics of the nonlinear interaction of acoustic waves can be used to monitor the propagation environment. The size of the cubic nonlinearity contributes to the acceleration of the observed asymmetry of his powerful wave distortion. Given the emerging asymmetry in the behavior of the acceleration method of assessing the contribution of the value of the cubic nonlinearity can be built. Numerical methods using a computer, you can evaluate such a contribution to a non-linear process. Acoustic acceleration detailed analysis assumes a definite physical meaning. It is a non-linear acceleration at a single force acting on the physical environment in the nonlinear interacting acoustic waves. It is also considered environment with modules of elasticity-away tension and compression of the medium at a strain called multimodulus media. For different variable parameters are shown a graph of acceleration for multimodulus media. Similarly, the method according to the accelerations obtained for these

cases. Asymmetrical-ness also allows you to assess the contributions of the cubic nonlinear-sti. This method allows us to evaluate the degree of difference in such media multimodulus environments. This is an important result for the practice of nonlinear acoustic diagnostics.

Non-linear acceleration; quadratic and cubic nonlinear-ness; multimodulus environment; deposit allocation method.

Введение. Для осуществления экологического мониторинга требуется расширение круга параметров для его проведения [1–5]. В качестве важного дополнительного параметра может использоваться динамическая характеристика среды распространения акустической волны при нелинейном взаимодействии. В решении Римана получено [6], что относительно неподвижной системы координат возмущение среды движется со скоростью

$$U = C_0 \pm [(\gamma + 1)/2]V = C_0 \pm \varepsilon \cdot V, \quad (1)$$

где C_0 – фазовая скорость звука в среде, V – скорость, с которой колеблются гидродинамические частицы (колебательная скорость), ε – нелинейный параметр квадратичной (четной) нелинейности среды.

Весь предшествующий анализ [7–10] поведения акустической волны проводился для ее характерных параметров: давления P и колебательной скорости V . Как динамические характеристики из уравнения движения жидкости (второго закона Ньютона для безграничной жидкой среды) они хорошо дополняют полный процесс рассмотрения его динамических и инертных свойств [10].

Научная задача. Однако если процесс динамического искажения профиля волны усложняется из-за присутствия в нем как квадратичной (четной), так и кубической (нечетной) нелинейностей среды, а также других видов нелинейностей, то возникает необходимость расширения круга рассматриваемых величин и прежде всего - колебательного и волнового ускорений.

Решение Римана (1) с учетом кубической нелинейности среды можно дополнить членом, пропорциональным квадрату колебательной скорости – V , получив таким образом для скорости движения возмущения в нелинейной упругой среде выражение колебательной скорости в виде

$$U = C_0 \pm \varepsilon \cdot V + \xi V^2 = C_0 + \varepsilon \cdot (\pm V) + \xi V^2, \quad (2)$$

где ξ – нелинейный параметр кубической (нечетной) нелинейности.

Нелинейные параметры определяются через коэффициенты разложения уравнения состояния по степени малости его членов [11]:

$$\varepsilon = (1 + B / 2A),$$

$$\xi = (1 + B / 2A) - 1 / 2 - B^2 / 4A^2 + C / 2A.$$

Для перехода к соответствующим колебательным ускорениям необходимо продифференцировать по времени выражение скорости (2):

$$\frac{dU}{dt} = \frac{d(C_0 \pm \varepsilon \cdot V + \xi \cdot V^2)}{dt} = \frac{\varepsilon \cdot dV}{dt} + \frac{\xi \cdot 2V \cdot dV}{dt} = \frac{(\varepsilon + 2\xi \cdot V)dV}{dt}. \quad (3)$$

В форме отношения полученное выражение (3) принимает вид:

$$(dU / dt) / (dV / dt) = \varepsilon + 2\xi \cdot V. \quad (4)$$

В случае линейного волнового процесса, при котором скорость движения (распространения) волнового фронта полностью соответствует фазовой скорости C_0 , ускорение движения волнового фронта $dV / dt = 0$, что означает движение волнового фронта с постоянной (фазовой) скоростью, т.е.

$$U \equiv C_0; dU / dt = dC / dt = 0. \quad (5)$$

Для квадратичной (четной) нелинейности среды выражение (2) будет [12]:

$$U = C = C_0 \pm \varepsilon \cdot V; \dots dU / dt = \varepsilon \cdot dV / dt, \quad (6)$$

т.е. ускорение движения волнового фронта определяется линейной зависимостью от локального колебательного ускорения с постоянным коэффициентом пропорциональности, равным величине нелинейного параметра квадратичной нелинейности среды [9–12]. Таким образом, изменение скорости распространения акустической волны полностью определяется изменением колебательной скорости через соответствующий коэффициент, который и есть нелинейный параметр квадратичной нелинейности среды. Отсюда следует еще один важный вывод, что отношение ускорения волнового фронта (dU/dt) к локальному колебательному ускорению (dV/dt) частиц среды есть величина параметра квадратичной нелинейности упругой нелинейной среды

$$\frac{(dU / dt)}{(dV / dt)} = \varepsilon, \quad (7)$$

т.е. величина квадратичной (четной) нелинейности среды при распространении в ней упругих возмущений проявляется в отличии локального колебательного ускорения частиц среды в волне от ускорения волнового фронта, распространяющегося в этой среде. Таким образом по величине нелинейного параметра квадратичной (четной) нелинейности упругой среды возможна оценка свойств и структуры самой физической материальной среды [4]. Отсюда по величине параметра квадратичной (четной) нелинейности или непосредственно по соотношению величин этих ускорений, определяется взаимно противоположные свойства среды, можно говорить о соотношении жестких и гибких свойств как однородных (гомогенных), так и неоднородных (гетерогенных) сред.

При рассмотрении волновых процессов характерным пространственным масштабом [12], на котором происходят существенные изменения независимых переменных, является длина волны. При этом вследствие малого изменения этих переменных на таком расстоянии обычно допускается, что производные по координатам и времени обычно заменяют [12]:

$$(d / dz) \sim k; (d / dt) \sim \omega. \quad (8)$$

В этом случае несколько упускается из внимания физический смысл получаемых параметров, получаемых в результате последующих преобразований на основе этих допущений.

Из уравнения движения (закон сохранения момента количества движения) для жидкостей

$$\rho \cdot \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho \vec{V} (\Delta \vec{V}) = -\nabla P + \eta \Delta \vec{V} + \left(\xi + \frac{\eta}{3} \right) \nabla \nabla \vec{V} \quad (9)$$

следует выражение для сил инерции как

$$F_{инерц} = \rho \cdot \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho \vec{V} (\Delta \vec{V}) = \rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} (\nabla \vec{V}) \right], \quad (10)$$

где сила инерции в левой части уравнения движения для массы единичного объема ($\rho = m/V$) характеризуется наличием как локального ускорения (dV/dt), так и переносного $\vec{V} (\nabla \vec{V})$, которое рассматривается как нелинейный член уравнения (9) и в линейной акустике не учитывается.

Отношение нелинейного члена вида $m = \rho \vec{V} (\nabla \vec{V})$ к линейному инерциальному члену $m = \rho dV/dt$ для сил инерции (10) будет равно

$$\frac{m_n}{m_i} = \frac{\rho \cdot \vec{V}(\nabla \vec{V})^2}{\rho \cdot \partial \vec{V} / \partial t} = \frac{\vec{V}(\nabla \vec{V})^2}{\partial \vec{V} / \partial t} = \frac{\ddot{\alpha}}{\ddot{\xi}} = \frac{\text{ускорение} \cdot \text{переносное}}{\text{ускорение} \cdot \text{локальное}}. \quad (11)$$

Замена в отношениях (11) как это обычно делается согласно (8) пространственных и временных производных [9–11] и последующие операции преобразования фактически сводят рассмотрение отношений ускорений к отношениям скоростей, которое известно как акустическое число Маха

$$\frac{m_n}{m_i} = \frac{\rho \vec{V}(\nabla \vec{V})^2}{\rho \partial \vec{V} / \partial t} \approx \frac{\rho_0 k v_0^2}{\rho \omega v_0} \approx \frac{v_0}{c_0} = M. \quad (12)$$

Для различных однородных упругих сред это отношение одного порядка и примерно одинаково, что подтверждается диаграммой изменений для разных жидкостей величин нелинейного параметра квадратичной нелинейности Γ , значения которых составляют 7–12 [4]. Существенных отличий значений нелинейных параметров для однородных упруго-нелинейных сред ожидать не приходится. Возможные отличия в сторону резких увеличений [13], т.е. аномальные величины нелинейных параметров, могут быть характерны только для структурно-неоднородных, т.е. гетерогенных сред. Причем такая неоднородность может быть как в стабильном состоянии, так и при его структурной перестройке под действием внутренних или внешних воздействий (например, фазовые переходы первого и второго рода в жидкостях и твердых телах) [14, 15].

Физический процесс образования пилообразного профиля математически соответствует нахождению условий равенства нулю производной функции $\omega\tau = F(V/V_0)$, определяющей графически профиль деформирующейся волны.

Для случая квадратичной (четной) нелинейности из решения вида

$$\omega\tau = \arcsin\left(\frac{V}{V_0}\right) - \sigma_1 \cdot \left(\frac{V}{V_0}\right)^2 \quad (13)$$

следует выражение

$$\frac{d\omega\tau}{d(V/V_0)} = 1 - \sigma_1 = 0, \quad (14)$$

где используется разложение функции $\arcsin(V/V_0)$ в ряд с учетом первого члена при условии $(V/V_0) < 1$, определяя условие определения расстояния разрыва при существовании квадратичной нелинейности [4] как $\sigma_1 = 1$, откуда из соотношения

следует $\sigma_1 = N_1 \cdot \frac{\omega V_0 x_p}{C_0^2} = 1$ расстояние разрыва оказывается:

$$x_p = \frac{C_0^2}{N_1 \omega V_0} = \frac{\lambda}{2\pi N_1 M}, \quad (15)$$

где λ – длина волны накачки, N_1 – параметр квадратичной нелинейности, $M = V_0/C_0$ – "амплитудное" число Маха.

На длине $x_p^{(2)}$ укладывается $(2\pi N_1 M)^{-1}$ длин волн. Данная величина определяет расстояние, пройдя которое волна из гладкой синусоиды трансформируется в разрывную волну с формой, похожей на пилообразную при проявлении только квадратичной (четной) нелинейности среды.

Для кубической (нечетной) нелинейности из общего вида следует:

$$\omega\tau = \arcsin\left(\frac{V}{V_0}\right) - \sigma_2 \cdot \left(\frac{V}{V_0}\right)^2 \quad (16)$$

и равенство нулю производной этой функции приводит к равенству:

$$\frac{\partial(\omega\tau)}{\partial(V/V_0)} = \mathbf{1} - \sigma_2 \left(\frac{V}{V_0}\right) = \mathbf{0}. \quad (17)$$

Таким образом, из выражений (4) и (5) следует выражение, определяющее расстояние разрыва – $x_p^{(3)}$ в случае проявления только кубической (нечетной)

нелинейности из соотношения $\sigma_2 = N_2 \cdot \frac{\omega V_0^2 x_p^{(3)}}{C_0^2} = \frac{\mathbf{1}}{V/V_0}$ следует:

$$x_p^{(3)} = \frac{\lambda}{2\pi N_2 M^2 (V/V_0)}. \quad (18)$$

Полученное выражение (18) существенно отличается от аналогичного для квадратичной нелинейности:

- ◆ расстояние разрыва оказывается зависящим от величины относительной колебательной скорости (V/V_0) в исходной акустической волне накачки;
- ◆ присутствует вторая степень для акустического числа Маха по сравнению с первой степенью для предыдущего выражения;
- ◆ ввиду малости по отношению к единице как акустического числа Маха, так и величины относительной колебательной скорости (V/V_0) по сравнению с расстоянием разрыва для квадратичной нелинейности расстояние разрыва для кубической нелинейности будет большим по величине, т.е. для кубической нелинейности процесс накопления нелинейности происходит более медленно и волна и гладкой синусоиды трансформируется в разрывную на более дальних расстояниях от излучателя.

Для случая учета одновременно присутствующих квадратичной (четной) и кубической (нечетной) нелинейностей решение вида (1) [2] представляется как:

$$\omega\tau = \arcsin\left(\frac{V}{V_0}\right) - \sigma_1 \cdot \left(\frac{V}{V_0}\right) - \sigma_2 \cdot \left(\frac{V}{V_0}\right)^2. \quad (19)$$

Равенство нулю производной обуславливает следующее выражение:

$$\frac{\partial(\omega\tau)}{\partial(V/V_0)} = \mathbf{1} - \sigma_1 - \sigma_2 \left(\frac{V}{V_0}\right) = \mathbf{0}. \quad (20)$$

С учетом величин σ_1 и σ_2 соотношение для расстояния разрыва

$$\sigma_2 = \frac{\mathbf{1} - \sigma_1}{2(V/V_0)} \quad (21)$$

приводит к конечному его виду как:

$$\tilde{x}_p = x_p^{(2,3)} = \frac{C_0^2}{N_1 \omega V_0 \left[\mathbf{1} + 2 \frac{N_2}{N_1} \cdot \left(\frac{V}{V_0}\right) \right]} = \frac{\lambda}{2\pi N_1 M \left[\mathbf{1} + 2 \frac{N_2}{N_1} \cdot \left(\frac{V}{V_0}\right) \right]}, \quad (22)$$

где первый член есть расстояние разрыва при квадратичной нелинейности.

Анализ полученного выражения позволяет сделать следующие выводы:

- ◆ расстояние разрыва при наличии четной (квадратичной) и нечетной (кубической) нелинейностей $x_p^{(2,3)}$ отличается от подобных его значений при действии в физических процессах отдельно каждой из них;
- ◆ величина расстояния $x_p^{(2,3)}$ зависит от соотношения нелинейных параметров кубической и квадратичной нелинейностей (N_2/N_1) и величины относительной колебательной скорости (V/V_0) в акустической волне;
- ◆ считая величину $(V/V_0) < 1$ и полагая отношение (N_2/N_1) одного порядка, можно говорить, что расстояние разрыва $x_p^{(2,3)}$ будет меньше аналогичного расстояния при действии только квадратичной нелинейности, т.е. наличие обоих нелинейных процессов ускоряют накопление нелинейных эффектов;
- ◆ для второго сомножителя, зависящего линейно от отношения (V/V_0) могут меняться знаки (+-), что соответствует различному виду функций типа $F_1 = 1/(1 \pm ax)$ и будет определять разный характер добавок.

Соотношение между расстояниями разрывов при наличии только квадратичной нелинейности – $x_p^{(2)}$, только кубической – $x_p^{(3)}$ и при наличии их обеих – $x_p^{(2,3)}$:

$$x_p^{(2,3)} < x_p^{(2)} < x_p^{(3)} < x_p^{(2)} < x_p^{(3)}. \quad (23)$$

Выполнение соотношения $x_p^{(2)} < x_p^{(3)}$ качественно подтверждается экспериментально несовпадением максимумов осевых распределений для второй гармоники и третьей, причем для третьей гармоники оно всегда больше [15–17].

Из сравнения (15) и (18) видно, что отношение первоначальных физических величин, характеризующих нелинейный динамический процесс, фактически будет более правильным и точным в случае более широкого рассмотрения нелинейных процессов. Динамика профиля акустической волны помимо величины относительной скорости (U/U_0) может быть использована и величина соответствующего ускорения как $\partial(U/U_0)/\partial(\omega\tau)$ с различными величинами квадратичной (четной) и кубической (нечетной) нелинейностей.

На рис. 1. представлена динамика деформации профиля простой волны при квадратичной нелинейности для различных параметров $\sigma_1=0,05; 0,2; 0,4; 0,6; 1,0$ (соответственно кривые 1,2,3,4,5). При тех же условиях на рис. 2. получена динамика деформации функции $\partial(U/U_0)/\partial(\omega\tau)$, т.е. профиля волны ускорения.

На рис. 3 представлена динамика профиля волны ускорения $\partial(U/U_0)/\partial(\omega\tau)$ при изменяющихся параметрах квадратичной нелинейности $\sigma_1=0,05; 0,2; 0,4; 0,6; 1,0$ (до разрыва соответственно случаи а,б,в,г) и кубической $\sigma_2=0,05; 0,2; 0,4; 0,6$ (кривые 1,2,3,4 для каждого случая). Стрелками указаны направления вкладов квадратичной (четной) и кубической (нечетной) нелинейностей в процесс деформации профиля. При этом проявляется характерная асимметрия профиля, причем с

перегибами функции $\partial(U/U_0) / \partial(\omega\tau)$, что указывает на области характерных поведений ускорений в различных частях верхней и нижней полуволн, т.е. выделяются области резких динамических изменений этих величин. Фактически по ним можно указать места наибольших изменений на первоначальном синусоидальном профиле.

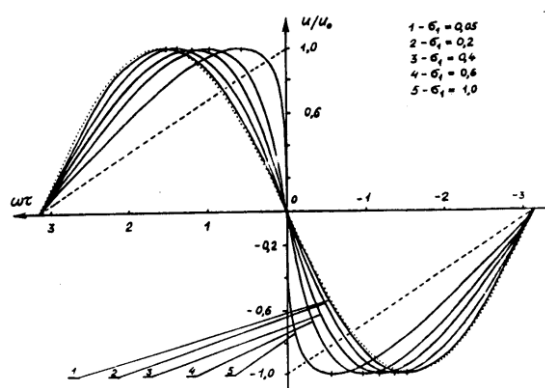


Рис. 1. Динамика деформации профиля простой волны при изменяющемся параметре квадратичной (четной) нелинейности $\sigma_1=0,05; 0,2; 0,4; 0,6; 1,0$ (кривые 1,2,3,4,5 соответственно).

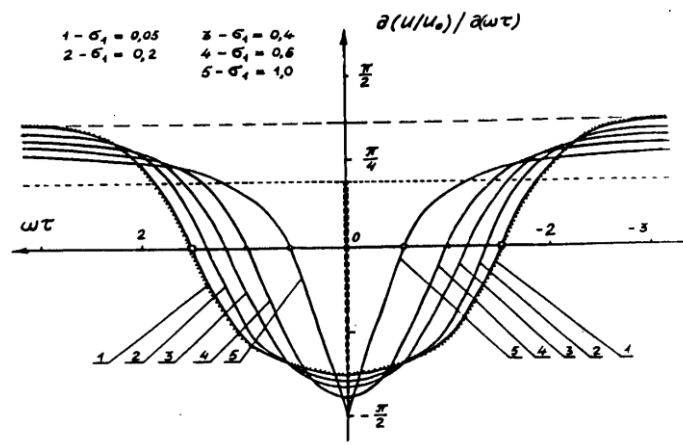


Рис. 2. Динамика деформации функции $\partial(U/U_0) / \partial(\omega\tau)$ при изменяющемся параметре квадратичной (четной) нелинейности $\sigma_1=0,05; 0,2; 0,4; 0,6; 1,0$ (кривые 1,2,3,4,5 соответственно)

Можно выделить следующие особенности его динамики:

- ◆ с ростом вклада квадратичной (четной) нелинейности увеличивается пологая часть функции для верхней полуволны;
- ◆ четко выделяются локальные максимумы как в нижней, так и верхней полуплоскостях, соответствующие областям наибольших изменений профиля, т.е. локальным областям накопления изменений для формирования разрыва;

- ♦ острота в целом максимума функции $\partial(U/U_0) / \partial(\omega\tau)$ и его зауженность позволяет судить о степени близости к проявлению разрыва на профиле волны.

Сложение левой и правой частей этой функции путем их взаимного наложения, устанавливается степень асимметрии функции профиля ускорения (рис. 3).

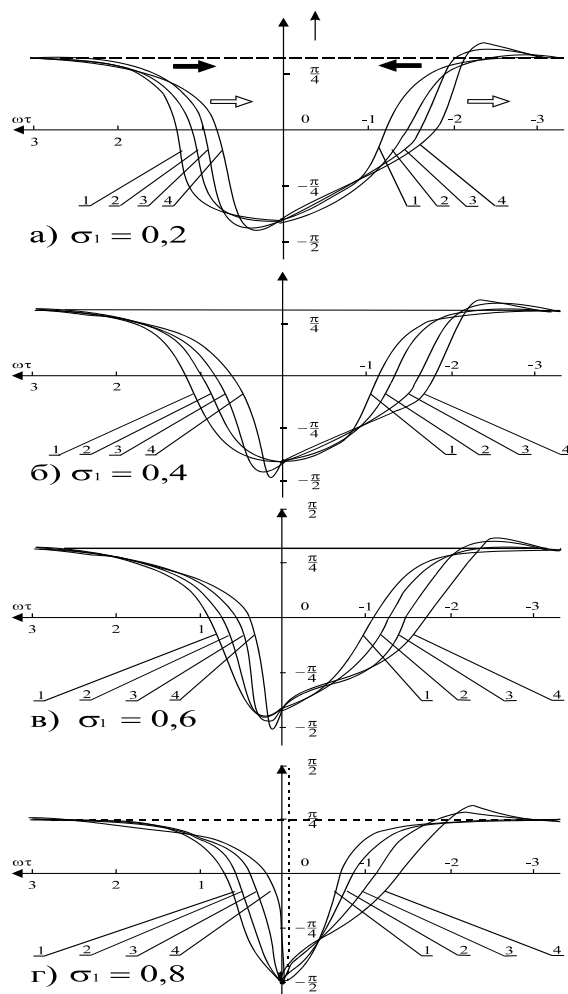


Рис. 3. Динамика деформации функции $\partial(U/U_0) / \partial(\omega\tau)$ при изменяющихся параметрах четной (квадратичной) нелинейности $\sigma_1=0,2; 0,4; 0,6; 0,8$ (до разрыва а, б, в, г) и нечетной (кубической) $\sigma_2=0,05; 0,2; 0,4; 0,6$ (кривые 1,2,3,4 соответственно)

Степень асимметрии позволяет на практике определить величину вклада кубической нелинейности [18].

Из проведенного выше анализа в случае рассмотрения только квадратичной нелинейности жидкой среды следует вид характерного интегрального нелинейного параметра (коэффициента) для характеристики нелинейных взаимодействий с учетом конкретных физических и акустических параметров сред как:

$$N^* = \frac{\varepsilon}{\rho_0 C_0^2}. \quad (24)$$

С учетом частотно-зависимого затухания в среде распространения характерный нелинейный интегральный параметр среды (24) можно представить:

$$N^* = \frac{\varepsilon}{\rho_0 C_0^2 \cdot \alpha \cdot f^2}. \quad (25)$$

Размерность характерного нелинейного интегрального параметра среды N^* (25) с учетом размерностей линейных и нелинейных параметров, входящих в выражение, его определяющее, определяется как:

$$N^* = \frac{1}{[\kappa \cdot \text{м} / \text{м}^2 \cdot \text{с}]} = \left[\frac{\text{м}^2}{\text{Н}} \right] = \left[\frac{1}{\text{Па}} \right] \quad (26)$$

и представляет собой обратную величину давления P [Па].

С учетом частотно-зависимого затухания размерность характерного нелинейного интегрального параметра среды N^* (25) изменяется и становится:

$$N^* = \frac{1}{[\kappa \cdot \text{м} / \text{м}^2 \cdot \text{с}^2] [c^2 / \text{м}]} = \left[\frac{\text{м} / \text{с}^2}{\text{Н} / \text{м}^2} \right] = \frac{a [\text{м} / \text{с}^2]}{P [\text{Па}]}, \quad (27)$$

т.е. имеет размерность отношения ускорения к давлению и физически соответствует величине ускорения при единичном давлении.

В классической теории упругости зависимость $\sigma(u)$ представляется в виде ряда, члены которого убывают по мере роста степени u . Для сред с аномальной нелинейностью эти зависимости могут быть весьма сложными и разнообразными. Более всего рассмотрено амплитудно-зависимое трение: при воздействии на среду достаточно сильного осциллирующего поля наблюдаются аномально высокие потери энергии, зависящие от амплитуды и частоты.

Известны и проявления сильной упругой нелинейности – изменения модуля Юнга в зависимости от амплитуды деформации. При этом из-за релаксации в материале эти параметры нередко характеризуются и сильной инерционностью. Все подобные материалы в той или иной степени обнаруживают эффекты гистерезиса, связанного с необратимым движением дефектов, т.е. микропластическими деформациями.

Для нелинейной акустики при этом оказывается важной относительная симметричность реакции среды на сжатие и растяжение, когда зависимости $\sigma_{ij}(U_{kl})$ близки к нечетным. Это означает, что для подобных сред с аномальной нелинейностью "кубические" (нечетные) эффекты: генерация третьей гармоники, нелинейный сдвиг частоты и т.п., могут быть сравнимы или даже преобладающими над эффектами квадратичного типа: генерации вторых гармоник, которые всегда сильнее выражены для продольных волн в рамках пятиконстантной теории упругости [5–8].

Существует также и другой тип аномальной нелинейности, характерный для разномодульных или билинейных сред, в которых зависимость $\sigma_{ij}(U_{kl})$ представляется кусочно-линейной функцией [8] (рис. 4):

$$\sigma = \begin{cases} a_1 U; U > 0, \\ a_2 U; U < 0, \end{cases}$$

где a_1 и a_2 – физические константы билинейных упругих сред (рис. 4).

Модели разномодульной (билинейной) теории упругости [15–19] используются для описания процессов в таких материалах, как металлы, полимеры, композиционные системы и т.п. Модули сжатия E^+ в таких средах могут быть как больше (рис. 4, зависимости 1,2,3 в верхней части графика), так и меньше модулей растяжения E^- (рис. 4, зависимость 1,2,3 в нижней части графика) и их взаимоотношение может достигать значительных величин. Для композиционных полимерных материалов, армированных стекловолокном, это соотношение составляет $E^+/E^- > 7$. Если такое относительное отличие $(E^+ - E^-)/E^+$ составляет всего несколько процентов, то для акустических процессов эти величины уже достаточно существенны. Сильная разномодульность присуща широкому классу материалов. Небольшое отличие физических констант a_1 и a_2 приводит к сильной акустической нелинейности в подобной среде. В этом случае динамическая характеристика (ускорение) приобретает следующий вид (рис. 5).

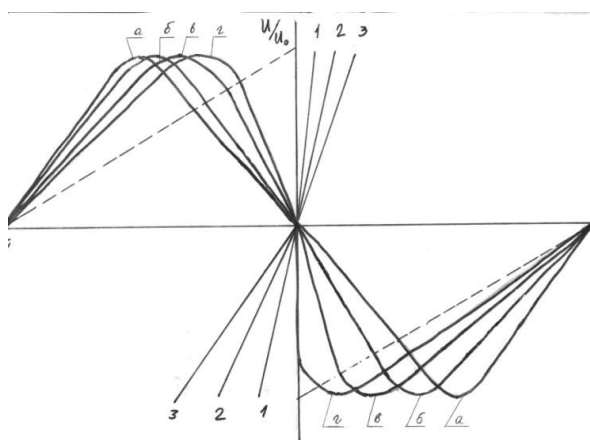


Рис. 4. Динамика деформации профиля простой волны при аномальной нелинейности разномодульных билинейных сред (случаи 1, 2, 3) (кривые а, б, в, г соответственно)

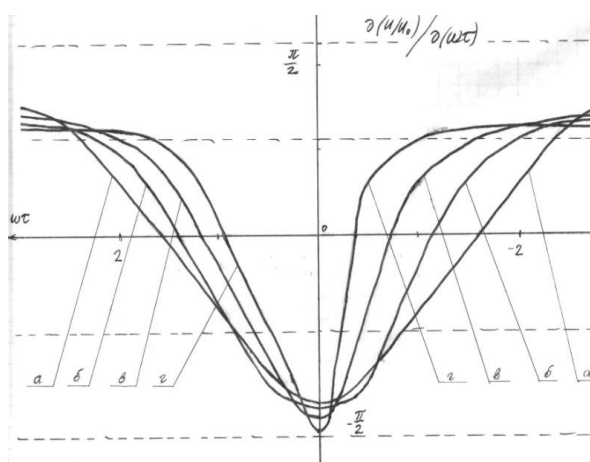


Рис. 5. Динамика деформации функции $d(U/U_0)/d(\omega\tau)$ при аномальной нелинейности разномодульных билинейных сред (случаи 1, 2, 3) (кривые а, б, в, г соответственно)

Видно, что в силу разномодульности среды на подобных зависимостях появляется асимметричность. Эта асимметричность возрастает по мере наращивания различий модулей упругости в области сжатия и области растяжения.

Степень асимметрии характеризует отличие наблюдаемых в результате нелинейных явлений от их классического вида. Модели структурно-неоднородных сред рассматривают упругую среду как совокупность цепочек соединенных масс, связанных упругими силами, или систему контактирующих между собой зерен [20]. Для подобных сред изучались различные процессы импульсного нагружения, но нелинейно-акустические аспекты их теории пока не рассматривались.

Заключение. Этот факт имеет важное значение для нелинейной акустической диагностики. Физическая модель описания разномодульности для упругих сред основывается на представлении в сплошной среде дефекта в виде щели (или другой локальной области с отличительными упругими свойствами), который при растяжении, раскрываясь, уменьшает жесткость среды в сравнении с ее сжатием.

Более сложные модели подобных сред основываются на их представлении как совокупности сферических частиц, каждая из которых характеризуется как смещением центра, так и вращением вокруг оси (модель континуума Коссера в отличие от модели материального континуума), или кинетические модели развития микротрещин, приводящие к весьма сложным упруго-пластическим свойствам сред.

Выводы. Рассматриваемая динамическая характеристика представляет собой новизну научного решения в нелинейных характеристиках и дает возможность определения присутствия, а также вклада процессов нечетной (кубической) нелинейности в искажении профиля. Используя на практике подобный метод обработки и представления процесса нелинейного взаимодействия для акустических волн, можно оценивать наличие нелинейных добавок за счет членов третьего приближения в представлении уравнений состояния для гомогенных жидких сред.

Характерный нелинейный интегральный параметр жидкой среды N по физическому смыслу есть ускорение в жидкой среде при единичном действующем давлении и численно определяется упругие линейные и нелинейные параметры среды и ее диссипативные свойства (частотно-зависимое затухание).

По этой величине можно оценивать структуру и свойства среды, т.е. осуществлять экологический мониторинг среды распространения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Клей К., Медвин Г. Акустическая океанография. – М.: Изд-во "Мир", 1980. – 580 с.
2. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. – Л.: Гидрометеоиздат, 1982. – 264 с.
3. Leif Bjorno. Aspect of nonlinear acoustics // Theoretical and Applied Mechanics F.I. Niordson and N. Olhoff. Elsevier Science Publishers B.V. (Norts-Holland) IUTAM. – 1985. – No. 7. – P. 97-116.
4. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966. – 519 с.
5. Бейер Р. Нелинейная акустика. В кн.: Физическая акустика / под ред. У. Мэзона. – М.: Мир, 1969. Т. 2Б. – С. 266-301.
6. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – М.: Наука, 1990. – 432 с.
7. Бахвалов Н.С., Жилейкин Я.М., Заболотская Е.А. Нелинейная теория звуковых пучков. – М.: Наука, 1982. – 174 с.
8. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику: учебное пособие / под ред. В.А. Красильникова. – М.: Наука, ГРФМЛ, 1984. – 400 с.
9. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. – М.: Наука, 1975. – 288 с.

10. *Солуян С.И., Хохлов Р.В.* Распространение акустических волн конечной амплитуды в диссипативной среде // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика и астрономия. – 1961. – № 3. – С. 52-61.
11. *Руденко О.В., Гурбатов С.Н., Хедберг К.М.* Нелинейная акустика в задачах и примерах. – М.: Физматлит, 2007. – 176 с.
12. *Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И.* Нелинейная гидроакустика. – Л.: Судостроение, 1981. – 264 с.
13. *Наугольных К.А., Островский Л.А., Сутин А.М.* Нелинейная акустика. – Горький: Изд-во: ИПФ АН СССР, 1980. – С. 9.
14. *Наугольных К.А., Островский Л.А.* Нелинейные волновые процессы в акустике. – М.: Наука, 1990. – 236 с.
15. *Амбарцумян С.А.* Разномодульная теория упругости. – М.: Наука, 1982. – 317 с.
16. *Назаров В.Е., Островский Л.А.* Исследование аномальной акустической нелинейности в металлах // Акустический журнал. – 1988. – Т. 34. – Вып. 3. – С. 491-499.
17. *Заграй Н.П.* Нелинейные взаимодействия в слоистых и неоднородных средах: монография. – Таганрог: Изд-во ТРТУ, 1998. – 433 с.
18. *Заграй Н.П.* О выделении нелинейных добавок третьего приближения // Материалы научной конференции «Сессия Научного Совета РАН по акустике и XXV сессия РАО», 17–20 сентября 2012 г. Ч. 2. – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2012. – 63 с.
19. *Руденко О.В.* Основы физики интенсивных акустических волн. В кн.: Нелинейные волны-2004. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2005. – С. 70-88.
20. *Шургина Н.В.* Диагностика упругих гранулированных неконсолидированных сред методами нелинейной акустики: автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук.. – М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2013. – 4 с.

REFERENCES

1. *Kley K., Medvin G.* Akusticheskaya okeanografiya [Acoustical Oceanography]. Moscow: Izd-vo "Mir", 1980, 580 p.
2. *Brekhovskikh L.M., Lysanov Yu.P.* Teoreticheskie osnovy akustiki okeana [Theoretical foundations of ocean acoustics]. Leningrad: Gidrometeoizdat, 1982, 264 p.
3. *Leif Bjorno.* Aspect of nonlinear acoustics, *Theoretical and Applied Mechanics F.I. Niordson and N. Olhoff. Elsevier Science Publishers B.V. (Norts-Holland) IUTAM*, 1985, No. 7, pp. 97-116.
4. *Zaremba L.K., Krasil'nikov V.A.* Vvedenie v nelineynuyu akustiku [Introduction to nonlinear acoustics]. Moscow: Nauka, 1966, 519 p.
5. *Beyer R.* Nelineynaya akustika. V kn.: Fizicheskaya akustika [Nonlinear acoustics. In the book: Physical acoustics], Ed. by U. Mezona. Moscow: Mir, 1969. Vol. 2B, pp. 266-301.
6. *Vinogradova M.B., Rudenko O.V., Sukhorukov A.P.* Teoriya voln [The theory of waves]. Moscow: Nauka, 1990, 432 p.
7. *Bakhvalov N.S., Zhileykin Ya.M., Zabolotskaya E.A.* Nelineynaya teoriya zvukovykh puchkov [Nonlinear theory of sound beams]. Moscow: Nauka, 1982, 174 p.
8. *Krasil'nikov V.A., Krylov V.V.* Vvedenie v fizicheskuyu akustiku: Uchebnoe posobie [Introduction to physical acoustics: textbook], Ed. by V.A. Krasil'nikova. Moscow: Nauka, GRFML, 1984, 400 p.
9. *Rudenko O.V., Soluyan S.I.* Teoreticheskie osnovy nelineynoy akustiki [Theoretical foundations of nonlinear acoustics]. Moscow: Nauka, 1975, 288 p.
10. *Soluyan S.I., Khokhlov R.V.* Rasprostranenie akusticheskikh voln konechnoy amplitudy v dissipativnoy srede [The propagation of acoustic waves of finite amplitude in dissipative environment], *Vestnik MGU. Ser. 3. Fizika i astronomiya* [Moscow University Physics Bulletin], 1961, No. 3, pp. 52-61.
11. *Rudenko O.V., Gurbatov S.N., Khedberg K.M.* Nelineynaya akustika v zadachakh i primerakh [Nonlinear acoustics in problems and examples]. Moscow: Fizmatlit, 2007, 176 p.
12. *Novikov B.K., Rudenko O.V., Timoshenko V.I.* Nelineynaya gidroakustika [Nonlinear underwater acoustics]. Leningrad: Sudostroenie, 1981, 264 p.
13. *Naugol'nykh K.A., Ostrovskiy L.A., Sutin A.M.* Nelineynaya akustika [Nonlinear acoustics]. Gor'kiy: Izd-vo: IPF AN SSSR, 1980, pp. 9.
14. *Naugol'nykh K.A., Ostrovskiy L.A.* Nelineynye volnovye protsessy v akustike [Nonlinear wave processes in acoustics]. Moscow: Nauka, 1990, 236 p.

15. *Ambartsumyan S.A.* Raznomodul'naya teoriya uprugosti [Heterogeneous theory of elasticity]. Moscow: Nauka, 1982, 317 p.
16. *Nazarov V.E., Ostrovskiy L.A.* Issledovanie anomal'noy akusticheskoy nelineynosti v metallakh [The study of anomalous acoustic nonlinearity in metals], *Akusticheskiy zhurnal* [Akusticheskij zhurnal], 1988, Vol. 34, Issue 3, pp. 491-499.
17. *Zagray N.P.* Nelineynye vzaimodeystviya v sloistykh i neodnorodnykh sredakh: monografiya [Nonlinear interaction in layered and inhomogeneous media: monograph]. Taganrog: Izd-vo TRTU, 1998, 433 p.
18. *Zagray N.P.* O vydelenii nelineynykh dobavok tret'ego priblizheniya [On the allocation of the nonlinear third-order additives], *Materialy nauchnoy konferentsii «Sessiya Nauchnogo Soveta RAN po akustike i KhKhV sessiya RAO», 17–20 sentyabrya 2012 g.* [Materials of scientific conference "Session of Scientific Council of Russian Academy of science on acoustics and XXV session of the RAO", 17-20 September 2012], Parte 2. Taganrog: Izd-vo TTI YuFU, 2012, 63 p.
19. *Rudenko O.V.* Osnovy fiziki intensivnykh akusticheskikh voln. V kn.: Nelineynye volny-2004 [Physics of intense acoustic waves. In the book: Nonlinear waves-2004]. Nizhniy Novgorod: IPF RAN, 2005, pp. 70-88.
20. *Shirgina N.V.* Diagnostika uprugikh granulirovannykh nekonsolidirovannykh sred metodami nelineynoy akustiki: avtoref. diss. ... kand. fiz.-mat. nauk [Diagnostics of elastic granular unconsolidated media IU-methods of nonlinear acoustics: abstract cand. of phis.-math. sc. diss.]. Moscow: MGU im. M.V. Lomonosova, 2013, 4 p.

Статью рекомендовал к опубликованию д.ф.м.-н., профессор А.И. Жорник.

Заграй Николай Петрович – Южный федеральный университет; e-mail: znp@sfned.ru; 347922, г. Таганрог, ул. Шевченко, 2; тел.: 88634379879; кафедра электрогидроакустической и медицинской техники; д.т.н.; профессор.

Михралиева Амалия Исмиевна – кафедра электрогидроакустики и медицинской техники; аспирантка.

Строчан Тимур Петрович – кафедра электрогидроакустики и медицинской техники; аспирант.

Zagray Nikolay Petrovitch – Southern Federal University; e-mail: znp@sfned.ru; 2, Shevchenko street, Taganrog, 347922, Russia; phone: +78634379879; the department of hydroacoustic and medical engineering; dr. of eng. sc.; professor.

Mikhralieva Amalia Ismiyevna – the department of electrical underwater acoustics and medical technology; postgraduate student.

Strochan Timur Petrovich – the department of electrical underwater acoustics and medical technology; postgraduate student.

УДК 620.179.16

А.Н. Иванов, В.И. Тимошенко

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО ШАГА СКАНИРОВАНИЯ ПО СПИРАЛИ ПРИ АВТОМАТИЗИРОВАННОМ УЛЬТРАЗВУКОВОМ КОНТРОЛЕ ТРУБ НА ОАО «ТАГМЕТ»

Рассматривается иммерсионный метод прозвучивания бесшовных труб продольного сканирования поперечными волнами, распространяющимися в ее стенке по зигзагообразной траектории перпендикулярно образующей. Приведен метод аналитического расчета шага сканирования с учетом соотношения ширины зоны перекрытия при сканировании, ширины пьезоэлектрического преобразователя и плотности потока зондирующих импульсов. Определена ширина преобразователя и вычислено время прохождения луча ультразвукового