

УДК 534.213 – 8

В. В. Карпусь, О. Н. Петрищев, д-р. техн. наук

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»,
ул. Политехническая, 16, корпус 12, г. Киев, 03056, Украина.

Исследование закономерностей формирования волновых полей в упругом стержне источниками шумов акустической эмиссии Часть 1. Низкочастотная асимптотика волнового поля источников шумов акустической эмиссии в стержне кругового поперечного сечения

С помощью интегрального преобразования Фурье решена задача теории упругости о возбуждении объемными силами продольных плоских волн в бесконечном стержне. Доказана достоверность полученного решения. Показано, что линейные размеры полей когерентных источников определяют спектральный состав генерируемых волновых полей. Библ. 6, рис. 4.

Ключевые слова: акустическая эмиссия, объемные силы, продольные волны, размеры источников, частотный диапазон.

Введение

В процессе упругого деформирования металлов происходит смещение атомов из положения равновесия. Перемещение атомов носит дискретный характер, что обусловлено дискретными значениями энергии электронов, которые обеспечивают связь и взаимодействие между атомами. При скачкообразном изменении положения единичного атома электроны связи либо излучают, либо поглощают определенные порции энергии. Сопутствующий этому электромагнитный импульс может спровоцировать изменение положения атомов, которые находятся в непосредственной близости. Дискретные перемещения достаточно большого коллектива атомов порождает упругие колебания, которые уносят энергию из области, где возникли первичные изменения положения атомов. Эти упругие колебания фиксируются электроакустическими преобразователями и определяются как шумы акустической эмиссии.

Распространение упругих колебаний в твердых телах, объемы которых ограничены одной или двумя боковыми поверхностями сопровождается весьма специфическими феноменами, совокупность которых определяется одним обобщающим термином – волноводное распространение. Наиболее существенной особенно-

стью волноводного распространения упругих колебаний в пластинах и стержнях является тот факт, что на высоких частотах энергия источника упругих возмущений уносится не одной, а несколькими распространяющимися нормальными волнами или, что то же самое, модами [1]. При этом плотность потока энергии в различных распространяющихся модах весьма существенно и при этом различным образом изменяется в пределах площади поперечного сечения упругого волновода. Вполне возможна ситуация, когда значительная доля энергии источника упругих возмущений переносится нормальной волной, у которой на данной частоте смены знака напряженно-деформированного состояния плотность потока энергии вблизи поверхности твердого тела чрезвычайно мала или вообще равна нулю. А это означает, что приемник упругих волн, который находится на (над) поверхности твердого тела, эту нормальную волну не регистрирует. Естественно, что переносимая этой волной часть энергии источника упругих возмущений не может быть учтена при оценке амплитудно-частотного спектра шумов акустической эмиссии. Таким образом, незнание или сознательное игнорирование самого факта модальной структуры волнового поля шумов акустической эмиссии чревато недооценкой энергии источника этого поля, что влечет за собой ложную оценку технического состояния контролируемого объекта.

Из анализа содержания фундаментальных монографий ведущих специалистов в области мониторинга шумов акустической эмиссии [4, 5] следует, что вопрос об изучении модальной структуры волнового поля шумов акустической эмиссии и влияния этой структуры на результаты мониторинга шумов акустической эмиссии даже не был поставлен. Тот же вывод можно сделать после знакомства с многочисленными публикациями, посвященных различным аспек-

там мониторинга шумов акустической эмиссии, которые появляются в специализированных периодических изданиях (см., например, «Journal of Acoustic Emission», «Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control», «Дефектоскопия» «Не разрушающий контроль и диагностика», «European Working Group on Acoustic Emission» и др.). Таким образом, модальная структура волнового поля шумов акустической эмиссии в стержнях кругового поперечного сечения в настоящее время является абсолютно не изученным феноменом.

Вторым, но не менее важным теоретическим моментом, является вопрос о влиянии размеров области существования источников шумов на спектральные характеристики формируемых этой областью сигналов акустической эмиссии. В настоящей статье предпринята попытка восполнения этого пробела в методологии мониторинга шумов акустической эмиссии.

1. Возбуждение плоских продольных волн в стержне объемными нагрузками

В работе [5] четко определяется, что шумы акустической эмиссии генерируются в результате изменения структуры кристаллической решетки. Отсюда следует, что расчет параметров и характеристик генерируемых волновых полей сводится к решению динамической задачи теории упругости о возбуждении упругих возмущений силами, которые распределены в объеме деформируемого твердого тела. При умеренных нагрузках, которые не достигают предела пропорциональности, физическое состояние деформируемого твердого тела описывается линейными уравнениями. При этом выполняется принцип суперпозиции решений, что позволяет свести задачу динамической теории упругости к задаче об установившихся гармонических колебаниях материальных частиц деформируемого твердого тела.

Оставляя поначалу в стороне строгое формальное описание волновых движений в изотропных цилиндрах кругового поперечного сечения, рассмотрим более наглядную, имеющую прозрачную физическую интерпретацию, ситуацию, когда длина волны (характерный масштаб неоднородности напряженно-деформированного состояния) существенно превосходит наибольший размер поперечного сечения стержня. Эта ситуация интересна тем, что она не требует сложного аналитического аппарата, с помощью которого определяются основные качественные и количественные характеристики изучаемых волновых процессов. Помимо этого, длинно-

волновые приближения являются низкочастотными асимптотиками строгих аналитических конструкций и, следовательно, дают ключ к пониманию физической сущности описываемых с их помощью явлений.

Анализ напряженно-деформированного состояния стержней в области низких частот в основе своей имеет определенные представления о характере движения материальных частиц, так называемые гипотезы плоских поперечных сечений или гипотезы Бернулли [2]. Если внешние нагрузки, приложенные к какой-либо области стержня, в основном ориентированы вдоль оси стержня, то при изменении во времени внешних сил подводимая к этому участку стержня энергия уносится так называемыми продольными волнами. Применительно к этому случаю гипотеза Бернулли формулируется следующим образом: материальные частицы стержня, в совокупности своей образующие его плоское поперечное сечение, движутся в любой момент времени как единое жесткое целое, при этом поперечное сечение остается плоским и перпендикулярным оси стержня.

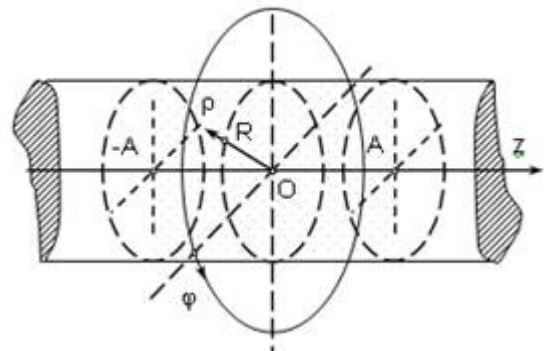


Рис. 1. Геометрия задачи

Предположим, что в бесконечном стержне кругового поперечного сечения существуют аксиально ориентированные силы, которые распределены в некотором, ограниченном поперечными сечениями $z = \pm A$, объеме стержня (рис. 1) с объемной плотностью $f_z^*(\rho, \varphi, z)e^{i\omega t}$ (ρ, φ, z - координатные линии цилиндрической системы координат, ось z которой совпадает с осью симметрии стержня; $i = \sqrt{-1}$; ω - круговая частота смены знака объемной плотности сил; t - время). Если круговая частота смены знака аксиального компонента $f_z^*(\rho, \varphi, z)$ вектора объемной плотности внешних сил достаточно мала, т.е. выполняется неравенство $R/\lambda \ll 1$, где R - радиус поперечного сечения

стержня; λ - длина упругой волны, то можно воспользоваться гипотезой плоских поперечных сечений, согласно которой волновое поле смещений материальных частиц стержня полностью определяется аксиальным компонентом $u_z(z)e^{i\omega t}$ вектора смещения. Амплитудное значение $u_z(z)$ не зависит от значений координат ρ и φ и удовлетворяет следующему уравнению установившихся гармонических колебаний

$$E \frac{\partial^2 u_z(z)}{\partial z^2} + \rho_0 \omega^2 u_z(z) = \hat{f}_z^*(z), \quad (1)$$

где E и ρ_0 - модуль Юнга и плотность материала стержня; $\hat{f}_z^*(z)$ - амплитудное значение усредненного по площади поперечного сечения стержня аксиального компонента вектора объемной плотности внешних сил, причем

$$\hat{f}_z^*(z) = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{2\pi R} \int_0^{\phi} \rho \hat{f}_z^*(\rho, \phi, z) d\rho d\phi. \quad (2)$$

Решение уравнения (1) должно удовлетворять принципу физической реализуемости источника внешних сил. Источник конечной мощности возбуждает волновое поле, в котором смещения $u_z(z)$ удовлетворяют следующим предельным условиям

$$\lim_{|z| \rightarrow \infty} \left\{ u_z(z); \frac{\partial u_z(z)}{\partial z} \right\} = 0. \quad (3)$$

Смысл условия (3) очевиден - на бесконечном удалении от источника конечной мощности порождаемые им смещения и деформации обращаются в нуль.

Условия физической реализуемости (3) позволяют применить для решения уравнения (1) метод интегральных преобразований [3].

Сущность метода интегральных преобразований заключается в том, что вместо искомого решения дифференциального уравнения рассматриваются их интегральные образы. Переход к интегральным образам понижает порядок решаемого дифференциального уравнения, а в ряде случаев позволяет привести его к алгебраическому уравнению. Очевидно, что использование интегральных образов нацелено на упрощение процедуры решения дифференциального уравнения. После того, как найдены выражения для интегральных образов, выполняется обратное интегральное преобразование, т. е. осуществляется переход от образов к оригиналам искомого функций.

Для решения уравнения (1) применим интегральное преобразование Фурье по аксиальной координате z . При этом интегральные образы функций $u_z(z)$ и $\hat{f}_z^*(z)$ определяются как прямое преобразование Фурье, т. е.

$$u_z(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_z(z) e^{-i\lambda z} dz, \\ \hat{f}_z^*(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}_z^*(z) e^{-i\lambda z} dz, \quad (4)$$

где λ - неизвестный пока параметр интегрального преобразования Фурье.

Очевидно, что переход от интегральных образов $u_z(\lambda)$ и $\hat{f}_z^*(\lambda)$ к оригиналам осуществляется путем вычисления следующих интегралов:

$$u_z(z) = \int_{-\infty}^{\infty} u_z(\lambda) e^{i\lambda z} d\lambda, \\ \hat{f}_z^*(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}_z^*(\lambda) e^{i\lambda z} d\lambda. \quad (5)$$

Следует подчеркнуть, что существование интегралов (4) и, как следствие, возможность выполнения процедуры обратного Фурье-преобразования (5), обеспечивается сформулированными выше условиями (3) и условиями физической реализуемости источника внешних сил.

Для того, чтобы определить Фурье-образ $u_z(\lambda)$, подвергнем прямому Фурье-преобразованию (4) левую и правую части уравнения (1). После двукратного применения процедуры интегрирования по частям первого слагаемого в левой части уравнения (1), которая выполняется с учетом условий (3), приходим к следующему результату $u_z(\lambda)(\gamma^2 - \lambda^2) = \hat{f}_z^*(\lambda)/E$, ($\gamma^2 = \omega^2 \rho_0/E$ - квадрат волнового числа продольных плоских волн в стержне) откуда следует что

$$u_z(\lambda) = \frac{\hat{f}_z^*(\lambda)}{E(\gamma^2 - \lambda^2)}. \quad (6)$$

Подставляя выражение (6) в обратное преобразование Фурье (5), получаем формальное решение уравнения (1)

$$u_z(z) = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hat{f}_z^*(\lambda) e^{i\lambda z}}{(\gamma^2 - \lambda^2)} d\lambda. \quad (7)$$

Прежде чем приступить к вычислению интеграла (7), сделаем некоторые замечания относительно характера величин γ и λ .

Очевидно, что выражение $u_z(z) = U_0^{(\pm)} e^{\pm i\gamma z}$ описывает бегущую влево (знак плюс) или вправо (знак минус) гармоническую волну (временной множитель $e^{i\omega t}$ здесь и далее опущен) и удовлетворяет уравнению (1) с нулевой правой частью. Вместе с тем, указанное выше решение должно удовлетворять условиям (3). Обеспечить выполнение условий (3) можно лишь в том случае, если предположить, что волновое число $\gamma = \gamma' - i\gamma_0$, где γ_0 - сколь угодно малая величина, характеризующая поглощение энергии упругих колебаний.

Таким образом, при вычислении интеграла (7) необходимо принимать во внимание, что волновое число γ плоских продольных волн является комплексным со сколь угодно малой мнимой частью γ_0 . Сообразно этому, можно предположить, что и параметр интегрального преобразования также является комплексным числом с вещественной частью λ . Таким образом, в качестве параметра интегрального преобразования при вычислении интеграла (7) необходимо рассматривать комплексную величину $\xi = \lambda + i\zeta$. При этом Фурье-образы $\hat{f}_z^*(\xi)$ и $\hat{f}_z^*(\lambda)$ совпадают при $\zeta = 0$, т. е. на вещественной оси комплексной плоскости $\xi = \lambda + i\zeta$. Поскольку объемная плотность внешних сил соответствует физически реализуемому источнику и по этой причине должна описываться аналитической функцией, постольку функции $\hat{f}_z^*(\xi)$ и $\hat{f}_z^*(\lambda)$ являются аналитическими. Из теоремы единственности для аналитических функций [6] следует, что любую функцию, определенную для действительных значений переменной, можно продолжить до аналитической функции комплексного переменного не более чем одним способом. Говоря иными словами, если $\hat{f}_z^*(\xi)$ и $\hat{f}_z^*(\lambda)$ совпадают хотя бы в одной точке комплексной плоскости, то они суть одна и та же функция.

Принимая во внимание эти обстоятельства, мы вправе утверждать, что интеграл (7) является частью интеграла по комплексной плоскости ξ . Поскольку речь идет об интегрировании аналитических функций, то интегрирование по комплексной плоскости сводится к интегрированию по контуру. Причем контур интегрирования вы-

бирается таким образом, чтобы на нем выполнялись условия (3).

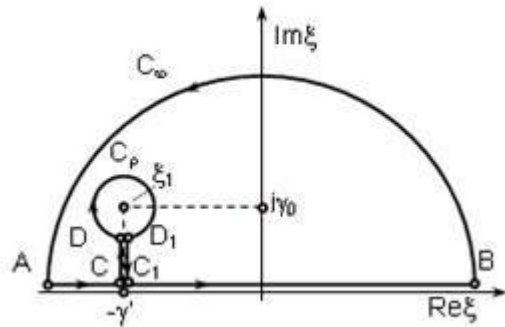


Рис. 2. Контур интегрирования при определении смещения $u_z(z)$

Будем считать, что $z > 0$ или, говоря иными словами, будем рассматривать волну, которая уходит вправо от источника возмущений. В этом случае контур интегрирования (рис. 2) должен целиком находиться в верхней полуплоскости комплексной плоскости ξ . При этом $e^{i(\lambda+i\zeta)z} = e^{i\lambda z} e^{-\zeta z}$, что при положительных ζ и z обеспечивает обращение в нуль подынтегрального выражения в формуле (7) при неограниченном росте значений аксиальной координаты z . Внутри находящегося в верхней полуплоскости контура интегрирования (рис. 2) знаменатель подынтегрального выражения $\gamma^2 - \xi^2$ обращается в нуль в точке $\xi_1 = -\gamma' + i\gamma_0$. В этой точке подынтегральная функция неограниченно возрастает, т. е. теряет аналитичность, и поэтому контур интегрирования необходимо деформировать так, чтобы точка ξ_1 оказалась за его пределами. Окружив точку ξ_1 малой окружностью C_ρ с радиусом $\rho \rightarrow 0$, мы исключим тем самым точку ξ_1 из верхней полуплоскости. При этом контур интегрирования выглядит так, как это показано на рис. 2. Отчетливо видно, что контур интегрирования, в пределах которого подынтегральная функция в интеграле (7) уже ни в одной точке плоскости не теряет аналитических свойств, состоит из дуги бесконечного радиуса C_∞ , интеграл вдоль которой в соответствии с леммой Жордана [6] равен нулю; отрезка AB , интеграл вдоль которого как раз и является искомым интегралом (7) и малой окружности C_ρ , интеграл по которой предстоит вычислить. Интегралы по отрезкам CD и C_1D_1 взаимно уничтожаются, так как это по сути один и тот же отрезок, кото-

рый при интегрировании проходится в двух противоположных направлениях. Следуя основной для теории функций комплексного переменного теореме Коши [6], мы должны констатировать, что интеграл по изображенному на рис. 2 контуру равен нулю. Из этого факта следует, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hat{f}_z^*(\lambda)e^{i\lambda z}}{(\gamma^2 - \lambda^2)} d\lambda = -\oint_{C_\rho} \frac{\hat{f}_z^*(\xi)e^{i\xi z}}{(\gamma^2 - \xi^2)} d\xi. \quad (8)$$

При вычислении интеграла по окружности C_ρ , радиус которой стремится к нулю, можно воспользоваться теоремой о среднем и представить числитель в виде $\hat{f}_z^*(\xi_1)e^{i\xi_1 z}$. Что касается знаменателя, то $\gamma^2 - \xi^2 = (\gamma - \xi)(\gamma + \xi)$. При $\xi \rightarrow \xi_1$ сомножитель $\gamma - \xi_1 = 2\gamma' + i\gamma_0$. Второй сомножитель в разложении знаменателя представим в следующем виде $\gamma + \xi = \rho e^{i\varphi}$, где ρ - фиксированное сколь угодно малое число, а φ - полярный угол, изменяющийся в пределах от 0 до 2π . Так как $\gamma + \xi = \rho e^{i\varphi}$, то $d\xi = i\rho e^{i\kappa} d\varphi$ и правую часть выражения (8) можно записать в следующем виде

$$\begin{aligned} \oint_{C_\rho} \frac{\hat{f}_z^*(\xi)e^{i\xi z}}{(\gamma^2 - \xi^2)} d\xi &= \frac{i\hat{f}_z^*(\xi_1)e^{i\xi_1 z} 2\pi}{2\gamma' + i\gamma_0} \int_0^{2\pi} \frac{\rho e^{i\varphi} d\varphi}{\rho e^{i\varphi}} \\ &= \frac{i\pi}{2\gamma' + i\gamma_0} \hat{f}_z^*(\xi_1)e^{i\xi_1 z} \end{aligned} \quad (9)$$

Так как в исходной математической постановке задачи не было заложено поглощение энергии упругих колебаний, то, выполняя в формуле (9) предельный переход при $\gamma_0 \rightarrow 0$, получаем

$$u_z(z) = -\frac{i\pi}{E\gamma} e^{-i\gamma z} \hat{f}_z^*(-\gamma). \quad (10)$$

В формуле (10) $\gamma' \equiv \gamma$ - штрих просто опущен, так как нет нужды особо обозначать действительную часть волнового числа. Фурье-образ $\hat{f}_z^*(-\gamma)$ в формуле (10) вычисляется в соответствии с определением (4) при $\lambda = -\gamma$. Подставляя развернутое выражение для величины $\hat{f}_z^*(-\gamma)$ в формулу (10), получаем конечный вид решения уравнения (1) для волны, уходящей вправо от источника внешних сил

$$u_z(z) = -\frac{i}{2E\gamma} e^{-i\gamma z} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}_z^*(z)e^{i\gamma z} dz. \quad (11)$$

Рассуждая аналогичным образом, можно получить решение для пространственно-развитой амплитуды волны, которая уходит влево от источника возмущений

$$u_z(z) = -\frac{i}{2E\gamma} e^{i\gamma z} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}_z^*(z)e^{-i\gamma z} dz. \quad (12)$$

Представленные формулами (11) и (12) результаты можно записать следующим образом

$$u_z(z) = \begin{cases} U_0^{(-)} e^{-i\gamma z}, & z > A, \\ U_0^{(+)} e^{i\gamma z}, & z < -A, \end{cases} \quad (13)$$

где $U_0^{(\pm)}$ - смещения материальных частиц стержня во фронте плоской продольной волны, причем

$$U_0^{(\pm)} = -\frac{i}{2E\gamma} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}_z^*(z)e^{\mp i\gamma z} dz. \quad (14)$$

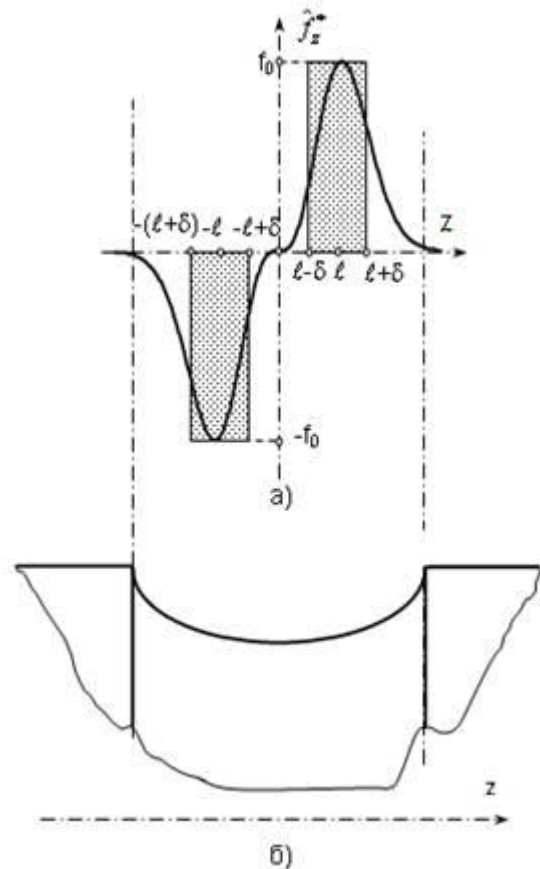


Рис. 3. Модельное исследование выражения (14)

Предположим, что в центральной части стержня действуют силы, график объемной плотности которых показан на рис. За сплошной кривой. Можно предположить, что такое распределение объемной плотности аксиальных

сил моделирует распределение энергии источников шумов акустической эмиссии в объеме стержня под выточкой (рис. 3б). Для упрощения вычислений аппроксимируем объемное распределение сил прямоугольниками, площадь которых равна площади под кривыми. Показанное на рис. 3а распределение объемной плотности сил можно записать следующим образом

$$\hat{f}_z^*(z) = \begin{cases} -f_0 \forall z \in [-(l + \delta), -l + \delta], \\ +f_0 \forall z \in [l - \delta, l + \delta], \end{cases} \quad (14)$$

где l и δ - некоторые масштабные параметры, характеризующие протяженность области существования внешних сил.

Подставляя последнее соотношение в формулу (14), получаем после выполнения элементарных вычислений следующий результат

$$U_0^{(\pm)} = \mp \frac{2f_0 l \delta}{E} W(\gamma), \quad (15)$$

где $W(\gamma) = \frac{\sin \gamma l}{\gamma l} \cdot \frac{\sin \gamma \delta}{\gamma \delta}$ - зависящая от частоты

($\gamma = \omega/v_{cm}$; $v_{cm} = \sqrt{E/\rho_0}$ - стержневая скорость) функция, определяющая уровень возбуждения плоских продольных волн на заданной частоте ω и имеющая смысл частотной характеристики поля когерентных источников шумов акустической эмиссии.

Для наглядности последующих рассуждений, представим первый сомножитель в формуле (15) в несколько ином виде. Если числитель и знаменатель умножить на площадь поперечного сечения стержня S , то произведение объемной плотности силы на объем, в пределах которого она существует, дает, очевидно, амплитудное значение внешней силы $F = 2f_0 \delta S$ и выражение (15) принимает следующий вид

$$U_0^{(\pm)} = \mp \frac{F l}{ES} W(\gamma) \quad (16)$$

Нетрудно заметить, что при $\omega \rightarrow 0$ ($\gamma \rightarrow 0$) функция $W(\gamma) = 1$ и смещения материальных частиц поперечных сечений стержня за пределами области нагружения становятся равными $U_0^{(\pm)} = \mp F l / ES$. Полученный результат полностью совпадает с элементарными представлениями о характере деформирования стержней при сжатии - растяжении, которые следуют из закона Гука. Действительно, статические смещения $U_0^{(\pm)}$ не что иное, как изменение длины стержня, нагруженного внешними силами F . Первоначальная длина деформируемой облас-

ти стержня $2l$. Все остальные поперечные сечения бесконечного стержня, находящиеся слева и справа от области существования внешних сил, в отсутствии сил инерции смещаются строго на одно и то же расстояние $\pm F l / ES$. Изменение длины деформируемой части стержня под нагрузкой $\Delta l = U_2^{(+)} - U_2^{(-)} = 2F l / ES$. Относительное изменение длины, т. е. деформация $\varepsilon = \Delta l / 2l = F / ES = \sigma / E$. Последнее соотношение не что иное, как закон Гука для одноосного сжатия-растяжения стержня в элементарной формулировке.

Тот факт, что решение волновой задачи при $\omega \rightarrow 0$ дает значение продольной деформации, которое полностью совпадает со значением определенным из не подлежащего сомнению закона Гука, можно рассматривать как неоспоримое доказательство достоверности общего решения дифференциального уравнения (1).

Теперь рассмотрим, как изменяются смещения материальных частиц стержня по мере возрастания частоты смены знака внешних сил.

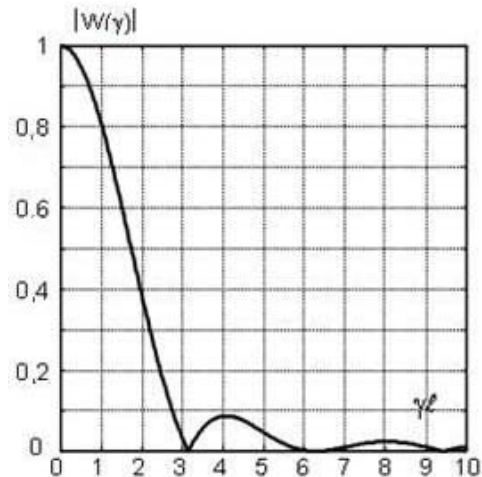


Рис. 4. График зависимости модуля функции $W(\gamma)$ от изменения безразмерного волнового числа

На рис. 4 показан график изменения модуля функции $W(\gamma)$, расчет числовых значений которой произведен в предположении, что $\delta = l/2$. Отчетливо видно, что с ростом значений безразмерного волнового числа γl или, что то же самое, частоты ω , резко уменьшаются значения функции $W(\gamma)$, периодически достигая на частотах, которым соответствуют значения $\gamma l = k\pi$ ($k = 1, 2, 3, \dots$), нулевых отметок. Сообразно значениям функции $W(\gamma)$ меняется величина смещений материальных частиц во фрон -

те продольной волны. Причиной отмеченных особенностей поведения функции $W(\gamma)$ и, как следствие, изменения уровней смещения материальных частиц, следует считать явление интерференции упругих волн.

Рассмотрим малый участок стержня, ограниченный поперечными сечениями $z' \pm \Delta z$, находящийся в поле действия внешних сил в области $(\ell - \delta < z' < \ell + \delta)$. Материальные частицы этого участка стержня движутся под действием внешних сил и обмениваются импульсом с соседними частицами, т. е. выделенный участок стержня можно рассматривать как некоторый элементарный (в смысле мощности) излучатель, который генерирует стационарное поле смещений, характеризующееся стационарным распределением фаз по длине стержня. Другой малый участок, ограниченный сечениями $-z' \pm \Delta z$ $(-\ell - \delta < -z' < -\ell + \delta)$, можно интерпретировать как другой элементарный излучатель, который генерирует свое стационарное поле смещений, которое на данной частоте имеет ту же длину волны, что и поле, излучаемое первым, симметрично расположенным, малым участком, и характеризуется так же стационарным распределением фаз по длине стержня. Между этими двумя распределениями фаз существует постоянный фазовый сдвиг, который пропорционален $2\gamma z'$ и в зависимости от частоты колебаний и расстояния между излучающими участками может приобретать значения в интервале от 0 до 2π . В зависимости от значения этого фазового сдвига может наблюдаться либо взаимное подавление излучения двух, симметрично расположенных относительно плоскости $z = 0$, участков стержня, либо такое сложение этих полей, которое максимально усиливает результирующее значение смещения материальных частиц. При некоторых значениях частоты (безразмерного волнового числа) разность фаз между стационарными полями, излучаемыми различными элементарными участками стержня, расположенными симметрично относительно поперечного сечения $z = 0$, достигает такой величины, что наступает полная взаимная компенсация смещений материальных частиц, которые расположены вне области нагружения стержня внешними силами. Такая ситуация соответствует нулевым амплитудам смещений и периодически повторяется с ростом частоты.

Совершенно очевидно, что первый нуль частотной характеристики $W(\gamma)$, равный $\gamma\ell = \pi$,

перемещается влево по оси частот при увеличении параметра ℓ . Из этого следует, что спектральный состав сигналов акустической эмиссии, которые формируются полями когерентных источников, определяются линейными размерами этих полей. Чем больше линейный размер поля когерентных источников шумов акустической эмиссии, тем уже диапазон частот, в пределах которого сосредоточена энергия сигналов акустической эмиссии. Это обстоятельство необходимо особо учитывать при разработке методик тестирования ультразвуковых трактов устройств мониторинга шумов акустической эмиссии в стержнях.

Выводы

Основные результаты настоящей работы можно сформулировать следующим образом:

- с помощью интегрального преобразования Фурье по аксиальной координате выполнено решение простейшей динамической задачи теории упругости о возбуждении объемными силами продольных плоских волн в бесконечном стержне;
- доказана достоверность полученных решений;
- показано, что линейные размеры полей когерентных источников определяют спектральный состав генерируемых волновых полей.

Список использованных источников

1. Гринченко В. Т., Мелешко В. В. Гармонические колебания и волны в упругих телах. – Киев: Наукова думка, 1981. – 283 с.
2. Доннел Л. Г. Балки, пластины и оболочки. – М.: Наука, 1982. – 567 с.
3. Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М. Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высшая школа, 1970. – 710 с.
4. Назарчук З. Т., Скальський В. Р. Акустико-емісійне діагностування елементів конструкцій: Науково-технічний посібник: У 3т. - Т.2.Методологія акустико-емісійного діагностування. - К.: Наук. думка, 2009. - 263с.
5. Недосека А. Я. Основы расчета и диагностики сварных конструкций. - К.: Издательство «ИНДПРОМ», 2008. - 816с.
6. Смирнов В. И. Курс высшей математики. Том III. Часть 2. – М.: Наука, 1974. – 672 с.

Поступила в редакцию 23 декабря 2013 г.

УДК 534.213 – 8

В. В. Карпусь, О. Н. Петрищев, д-р. техн. наук

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»,
ул. Політехнічна, 16, корпус 12, м. Київ, 03056, Україна.

Дослідження закономірностей формування хвильових полів у пружному стрижні джерелами шумів акустичної емісії. Частина 1. Низькочастотна асимптотика хвильового поля джерел шумів акустичної емісії у стрижні з круглим поперечним перерізом

За допомогою інтегрального перетворення Фур'є вирішена задача теорії пружності стосовно збудження об'ємними силами поздовжніх плоских хвиль у нескінченному стрижні. Доведена достовірність отриманого рішення. Показано що лінійні розміри полів когерентних джерел визначають спектральний склад генерованих хвильових полів. Бібл.6, рис. 4.

Ключові слова: акустична емісія, об'ємні сили, поздовжні хвилі, розміри джерел, частотний діапазон.

UDC 534.213 – 8

V.V. Karpus, O.N. Petrishchev, Dr.Sc.

National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute",
st. Polytechnique, 16, Kyiv, 03056, Ukraine

Study of regularities in the formation of wave fields from acoustic emission sources in an elastic rod. Part 1. The low-frequency asymptotic of the wave field of acoustic emission sources in the circular rod

Problem of elasticity theory of excitation of longitudinal plane wave's volumetric forces is solved. Integral Fourier transform for this solution is used. The accuracy of the solution is proved. The relationship the linear dimensions fields of coherent sources and the spectral composition of the generated wave fields is shown. Reference 6, figures 4.

Keywords: acoustic emission, volumetric forces, longitudinal waves, source sizes, frequency range.

References

1. *Grinshenko V.T., Meleshko V.V. (1981), "Harmonic oscillations and waves in elastic bodies".K.: Naukova dumka, P.283 (Rus)*
2. *Donnel L.G. (1982) "Beams, plates and shells". M.: Nauka, P.567(Rus)*
3. *Koshlakov N.S., Gliner E.B., Smirnov M.M. (1970), "Partial differential equations of mathematical physics".. M.: High School, P.710 (Rus)*
4. *Nazarchuk Z.T., Skalsky V.R. (2009), "Acoustic emission diagnostics of structural elements Engineering handbook: In 3V]. V.2.Methodology of acoustic emission diagnostics". K.: Naukova dumka, P. 263.(Rus)*
5. *Nedoseka A.J. (2008), "Basis of calculation and diagnostics of welded structures". - K.: «INDPROM», P.816(Rus)*
6. *Smirnov V.I. (1974), "The course of higher mathematics". Vol.2. P. 627. (Rus)*