

УДК 534.213 – 8

В.В. Карпусь

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 3. Излучение осесимметричных волн Похгаммера-Кри полями когерентных источников шумов акустической эмиссии

Впервые получены количественные оценки частотно зависимых эффектов, которые возникают в процессе возбуждения осесимметричных волн Похгаммера-Кри полями когерентно излучающих точечных источников шумов акустической эмиссии. Приведены результаты модельных исследований двух конфигураций полей когерентных источников, которые образуются в результате выборки части поперечного сечения стержня. Показано, что выборка внешней части поперечного сечения стержня формирует поле источников, которое одинаково эффективно возбуждает несколько нормальных волн Похгаммера-Кри, что оказывает негативное влияние на результаты калибровки приемников шумов акустической эмиссии. Предложен новый способ изготовления образцов для проведения калибровки приемников шумов акустической эмиссии. Библ. 4, рис. 7.

Ключевые слова: акустическая эмиссия, осесимметричные волны, волны Похгаммера-Кри, поля когерентно излучающих источников, калибровка приемников шумов акустической эмиссии.

Введение

В работе [3] впервые получены выражения для расчета амплитудных множителей нормальных волн, которые возбуждаются в изотропных цилиндрах кругового поперечного сечения точечным источником с частотным спектром $1/f$. Эти выражения имеют смысл функции Грина для соответствующей нормальной волны. Выполнена оценка частотно зависимого изменения функций Грина для первых пяти нормальных волн. Показано, что функция Грина первой нормальной волны более чем на порядок превышает уровни абсолютных значений функций Грина второй и последующих по номеру нормальных волн. Высказано аргументированное предположение о том, что сигналы акустической эмиссии практически полностью

формируются первой нормальной волной, которая в области высоких частот по своим кинематическим характеристикам практически не отличается от поверхностной волны Рэлея. В настоящей статье обсуждаются особенности возбуждения осесимметричных волн Похгаммера-Кри полями когерентных источников шумов акустической эмиссии

1. Возбуждение осесимметричных продольных волн полем когерентных источников шумов акустической эмиссии

В работе [3] показано, что амплитудное значение $\bar{u}^{(\pm)}(\rho, z)$ изменяющегося во времени по гармоническому закону $e^{i\omega t}$ ($i = \sqrt{-1}$; ω - круговая частота; t - время) вектора смещения материальных частиц изотропного стержня кругового поперечного сечения определяется следующим выражением

$$\bar{u}^{(\pm)}(\rho, z) = \sum_{n=1}^N C_n^{(\pm)}(\gamma_n) \bar{U}^{(\pm)}(\rho, \gamma_n) e^{\pm i\gamma_n z}, \quad (1)$$

где знак плюс в верхнем индексе соответствует гармонической упругой волне уходящей в сторону уменьшения аксиальной координаты z ; знак минус определяет волну, распространяющуюся в противоположную сторону; ρ, z - радиальная и аксиальная координаты точки, в которой определяются кинематические характеристики волнового поля; координаты ρ и z определяются в цилиндрической системе координат (ρ, φ, z) , ось z которой совмещена с осью симметрии стержня кругового поперечного сечения. Символом N в определении (1) обозначено число распространяющихся на данной частоте ω осесимметричных волн Похгаммера-Кри или, что то же самое, осесимметричных нормальных волн в упругом стержне. Распространяющимися волнами номера n называются те упругие колебания, у которых волновое чис-

по γ_n имеет нулевую мнимую часть, т. е. $\text{Im}\gamma_n = 0$.

Символом $C_n^{(\pm)}(\gamma_n)$ в формуле (1) обозначен амплитудный множитель n -ой осесимметричной волны Похгаммера-Кри, которая возбуждается полем источников шумов акустической эмиссии. Эта величина определена в работе [3] следующим образом

$$C_n^{(\pm)}(\gamma_n) = \frac{F_0}{12GR} \int_{R_1}^{R_2} \int_{z_1}^{z_2} F_1 dR_0 dz_0, \quad (2)$$

где $F_1 = R_0 \Pi(R_0, z_0) \Gamma_n^{(\pm)}(\gamma_n, R_0, z_0)$, F_0 - сила, с которой единичный источник шумов акустической эмиссии взаимодействует с материальными частицами упругого стержня; очевидно, что параметр F_0 прямо пропорционален энергии точечного источника; G - модуль сдвига материала стержня; R - радиус поперечного сечения стержня; R_j, z_j ($j = 1; 2$) - координаты поверхностей, которые ограничивают область существования источников шумов акустической эмиссии; R_0, z_0 - координаты точки внутри области существования источников шумов акустической эмиссии. Символами $\Pi(R_0, z_0)$ и $\Gamma_n^{(\pm)}(\gamma_n, R_0, z_0)$ в формуле (2) обозначены плотность распределения силы F_0 по объему области существования источников шумов акустической эмиссии, и функция Грина, т. е. количественная характеристика процесса возбуждения n -ой осесимметричной волны Похгаммера-Кри с амплитудным значением вектора смещения $\bar{U}^{(\pm)}(\rho, \gamma_n)$ единичным точечным источником. При этом

$$\Gamma_n^{(\pm)}(\gamma_n, R_0, z_0) = \frac{i e^{\pm i \gamma_n z_0} R Q_1(\gamma_n)}{k_s \Delta'_0(\chi_n)} T_1, \quad (3)$$

где

$$T_1 = (\alpha_n^2 - \gamma_n^2) J_0(\gamma_n R_0),$$

$$Q_1(\gamma_n) = \frac{\beta_n J_0(\beta_n R)}{R J_0(\alpha_n R)} \left[4 \frac{\gamma_n^2}{k_s^2} - \frac{2 J_1(\beta_n R)}{\beta_n R J_0(\beta_n R)} \right];$$

α_n и β_n проекции волновых векторов \vec{k}_ℓ и \vec{k}_s на радиальную ось; $|\vec{k}_\ell| = \omega/v_\ell$ и $|\vec{k}_s| = \omega/v_s$, где $v_\ell = \sqrt{(\lambda + 2G)/\rho_0}$ и $v_s = \sqrt{G/\rho_0}$ - скорости распространения невзаимодействующих продольной (символ ℓ) и сдвиговой (символ s) волн; λ и ρ_0 - модуль упругости и плотность материала стержня. Для распространяющейся

n -ой осесимметричной волны Похгаммера-Кри выполняются следующие соотношения: $\alpha_n^2 + \gamma_n^2 = k_\ell^2$ и $\beta_n^2 + \gamma_n^2 = k_s^2$. Символом $J_\nu(x)$ ($\nu = 0; 1, x = \alpha_n R; \beta_n R$) обозначена функция Бесселя порядка ν . Волновые числа α_n, β_n и γ_n связаны между собой условиями существования n -ой осесимметричной нормальной волны на заданной частоте ω или, как принято говорить [1], дисперсионным уравнением Похгаммера-Кри, которое записывается в следующем виде

$$\Delta_0(\chi_n) = \frac{2\alpha_n k_s^2}{R} J_1(\alpha_n R) J_1(\beta_n R) -$$

$$- (\gamma_n^2 - \beta_n^2)^2 J_0(\alpha_n R) J_1(\beta_n R) -$$

$$- 4\gamma_n^2 \alpha_n \beta_n J_1(\alpha_n R) J_0(\beta_n R) = 0, \quad (4)$$

где $\chi_n \equiv \gamma_n^2$. Символом $\Delta'_0(\chi_n)$ в формуле (3) обозначена первая производная функции $\Delta_0(\chi_n)$ по переменной χ_n .

Компоненты вектора смещения $\bar{U}^{(\pm)}(\rho, \gamma_n)$ материальных частиц стержня, которые создаются осесимметричными волнами Похгаммера-Кри, определяются следующими выражениями

$$U_\rho^{(\pm)}(\rho, \gamma_n) = \frac{\alpha_n}{\gamma_n} [S_1],$$

$$U_z^{(\pm)}(\rho, \gamma_n) = \pm i [J_0(\alpha_n \rho) + Q_z(\gamma_n) J_0(\beta_n \rho)], \quad (5)$$

где $S_1 = -J_1(\alpha_n \rho) + Q_\rho(\gamma_n) J_1(\beta_n \rho)$,

$$Q_\rho(\gamma_n) = \frac{2\gamma_n^2 J_1(\alpha_n R)}{(\gamma_n^2 - \beta_n^2) J_1(\beta_n R)},$$

$$Q_z(\gamma_n) = \frac{2\alpha_n \beta_n J_1(\alpha_n R)}{(\gamma_n^2 - \beta_n^2) J_1(\beta_n R)}.$$

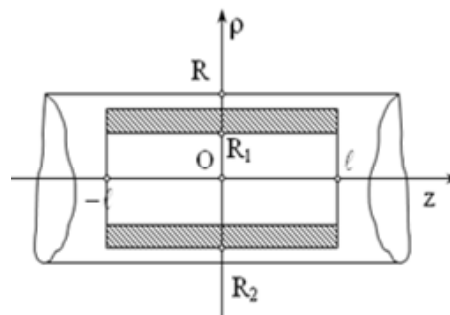


Рис. 1. Область существования когерентных источников шумов

Для количественной оценки частотно зависимых эффектов, которые возникают при совместном действии группы точечных источников шумов акустической эмиссии, рассмотрим модельную ситуацию, когда в некоторой области упругого стержня, форма и размеры которой показаны на рис. 1, существует континуум когерентно излучающих источников одинаковой мощности. В этом случае объемная плотность

$$\Pi(R_0, z_0) = \frac{f_1(R_0)f_3(z_0)}{2\pi(R_2^2 - R_1^2)\ell}, \quad (6)$$

где $f_1(R_0) = \begin{cases} 1 \forall R_0 \in [R_1, R_2], \\ 0 \forall R_0 \notin [R_1, R_2]; \end{cases}$

$$f_3(z_0) = \begin{cases} 1 \forall z_0 \in [-\ell, \ell], \\ 0 \forall z_0 \notin [-\ell, \ell]. \end{cases}$$

Подставляя выражение (6) в определение (2) амплитудного множителя n -ой осесимметричной волны Похгаммера-Кри, получаем следующий результат

$$C_n^{(\pm)}(\gamma_n) = i C_0 Q_n(\gamma_n) W(\gamma_n), \quad (7)$$

где $C_0 = F_0/(12\pi GR)$ - абсолютное значение смещений материальных частиц, обусловленное действием единичного точечного источника: $Q_n(\gamma_n)$ - частотно зависимый множитель, учитывающий волноводный характер распространения n -ой нормальной волны; при этом

$$Q_n(\gamma_n) = R Q_1(\gamma_n) \frac{(\alpha_n^2 - \gamma_n^2) J_0(\alpha_n R)}{k_s A_0'(\gamma_n)}$$

$W(\gamma_n)$ - волновая характеристика источника осесимметричных волн Похгаммера-Кри, т.е. поля когерентно излучающих точечных источников шумов акустической эмиссии.

Функция $W(\gamma_n)$ определяется следующим выражением

$$W(\gamma_n) = \frac{\sin \gamma_n \ell}{\gamma_n \ell} W_n(R_1, R_2), \quad (8)$$

где $W_n(R_1, R_2) = \frac{J_1(\alpha_n R_2) - (R_1/R_2) J_1(\alpha_n R_1)}{\alpha_n R_2 [1 - (R_1/R_2)^2] J_0(\alpha_n R)}$. Из

определения волновой характеристики $W(\gamma_n)$ следует, что при $\gamma_n \rightarrow 0$ $W(\gamma_n) = 1/2$. При $\alpha_n = 0$, т.е. на частотах Ω_n , когда ветви действительных корней дисперсионного уравнения Похгаммера-Кри (4) пересекают наклонную прямую ζ_ℓ (рис. 2), и нормальные волны приобретают кинематические характеристики плоской продольной волны

$U_\rho^{(\pm)}(\rho, \gamma_n) = 0$, $U_z^{(\pm)}(\rho, \gamma_n) = \pm i$ радиальная составляющая волновой характеристики $W_n(R_1, R_2) = 1/2$. При этом волновая характеристика поля источников $W(\gamma_n) = 0,5 \sin(\gamma_n \ell)/(\gamma_n \ell)$.

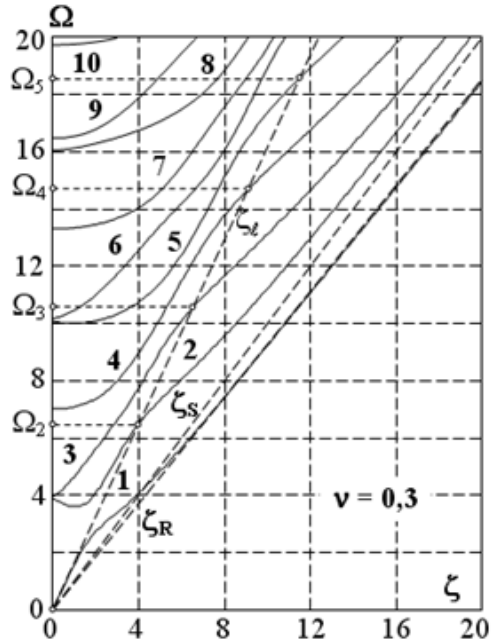


Рис. 2. Изображение частотного спектра волновых чисел первых осесимметричных волн Похгаммера-Кри

График модуля функции $W(\gamma_n)$ на частотах Ω_n показан на рис. 3.

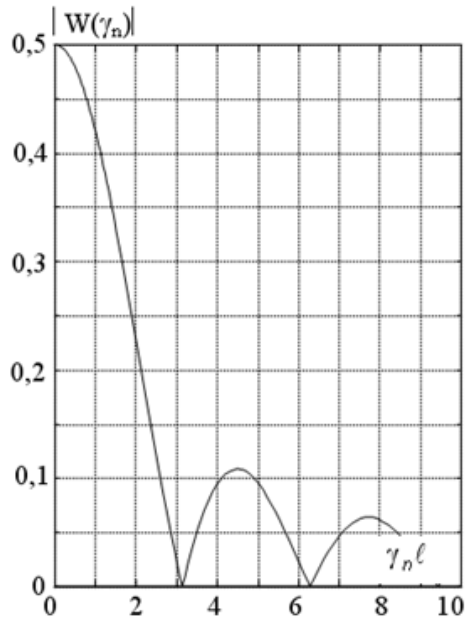


Рис. 3. График модуля функции $W(\gamma_n)$ на частотах Ω_n

Из представленных на рис. 3 данных следует, что с ростом произведения $\gamma_n \ell$ происходит уменьшение числовых значений модуля функции $W(\gamma_n)$. Более того, при значениях параметра ℓ (половина длины области существования когерентно излучающих источников шумов акустической эмиссии), которому соответствуют значения $\gamma_n \ell = m\pi$ ($m = 1, 2, \dots$), модуль функции $W(\gamma_n) = 0$. При этом, естественно, амплитудный множитель соответствующей нормальной волны обращается в нуль, т. е. источники есть, но излучаемая ими энергия не переносится n -ой осесимметричной волной Похгаммера-Кри.

Отмеченные особенности частотно зависимого изменения амплитудных множителей нормальных волн Похгаммера-Кри, которые формируются полями когерентно излучающих источников шумов акустической эмиссии, можно объяснить интерференцией парциальных волновых полей.

Рассмотрим малый участок стержня, ограниченный поперечными сечениями $z'_0 \pm \Delta z_0$, находящийся в поле действия сил источников шумов акустической эмиссии в области $0 < z'_0 < \ell$. Материальные частицы этого участка стержня движутся под действием этих сил и обмениваются импульсом с соседними частицами, т. е. выделенный участок стержня можно рассматривать как некоторый элементарный или парциальный (в смысле мощности) излучатель, который генерирует стационарное поле смещений, характеризующееся стационарным распределением фаз по длине стержня. Другой малый участок, ограниченный сечениями $-z'_0 \pm \Delta z_0$, $-\delta < -z'_0 < 0$, можно интерпретировать как другой парциальный 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 $2\gamma_n z'_0$ 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 плоскости $z_0 = 0$, 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.

Функция $W(\gamma_n)$, частотно-зависимое изменение которой обсуждалось выше, является, по существу, частотной характеристикой распределенного в пространстве источника ультразвуковых волн и её можно, в принципе, так и называть. Однако это определение не является исчерпывающе полным. Действительно, при одних и тех же значениях частоты и геометрических параметров значения амплитуд осесимметричных волн Похгаммера-Кри будут различными для стержней из различных материалов. Это в достаточной мере очевидно, так как значения функции $W(\gamma_n)$ целиком определяются значениями волнового числа. С учетом этого обстоятельства представляется целесообразным называть функцию $W(\gamma_n)$ не частотной, а волновой характеристикой поля когерентно излучающих точечных источников шумов акустической эмиссии. Предлагаемый термин наиболее полно отражает внутреннее содержание аналитического описания процесса возбуждения упругих волн внешними силами, распределенными в объеме деформируемого твердого тела.

2. Модельное исследование процесса возбуждения осесимметричных волн Похгаммера-Кри полями когерентно излучающих источников

Рассмотрим два типа полей когерентно излучающих точечных источников шумов акустической эмиссии. Первый тип поля когерентных источников характеризуется следующими радиальными размерами: $R_1 = 0$ и $R_2 < R$. Второй тип поля определяется следующими радиальными размерами: $R_1 < R$ и $R_2 = R$. Указанные поля достаточно просто путем выборки части поперечного сечения стержней (рис. 4). При растяжении стержней статическими нагрузками F под выборкой (рис. 4а) и над выборкой

(рис. 4б) возникает локальное увеличение числовых значений объемной деформации.

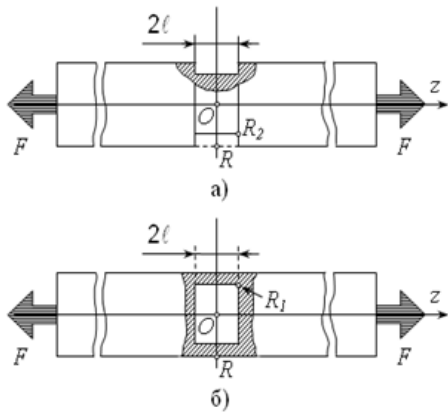


Рис. 4. Формирование полей источников шумов акустической эмиссии с путем выборки части поперечного сечения

Скачок уровней объемной деформации в стержне, который показан на рис. 4а, локализован в области $0 \leq \rho \leq R_2, -l \leq z \leq l$. Для стержня, который показан на рис. 4б увеличенное значение объемной деформации будет наблюдаться в области $R_1 \leq \rho \leq R, -l \leq z \leq l$. Именно в этих областях будут формироваться поля источников шумов акустической эмиссии, энергетические характеристики которых в среднестатистическом смысле будут превосходить в k раз энергетические характеристики источников шумов акустической эмиссии, которые практически равномерно распределяются по

всему объему стержня, деформируемого силами F . Параметр k можно оценить следующим образом: $k = \pi R_2^2 / S_p$, где $S_p = \pi R_2^2$ для стержня, который показан на рис. 4а, и $S_p = \pi(R^2 - R_1^2)$ для стержня, показанного на рис. 4б. Совершенно очевидно, что четкое и однозначное выделение локального источника шумов акустической эмиссии возможно лишь тогда, когда параметр $k \geq 10$.

Для количественных оценок эффективности возбуждения нормальных волн Похгаммера-Кри различными полями когерентно излучающих источников шумов акустической эмиссии был выполнен расчет линейной плотности кинетической энергии E_n материальных частиц стержня. При этом

$$E_n = \rho_0 \pi \int_0^R \rho (n_{v_\rho} n_{v_\rho}^* + n_{v_z} n_{v_z}^*) d\rho, \quad (9)$$

где ρ_0 - плотность материала стержня; $n_{v_\beta} = i\omega u_\beta^n(\rho, z, \gamma_n)$ ($\beta = \rho; z$) - компоненты вектора колебательной скорости материальной частицы; $u_\beta^n(\rho, z, \gamma_n) = C_n^{(-)}(\gamma_n) U_\beta^{(-)}(\rho, \gamma_n) e^{-i\gamma_n z}$ ($\beta = \rho; z$) - компонент вектора смещения материальной частицы в поле n -ой нормальной волны Похгаммера-Кри; v_β^* - комплексно сопряженная с v_β величина.

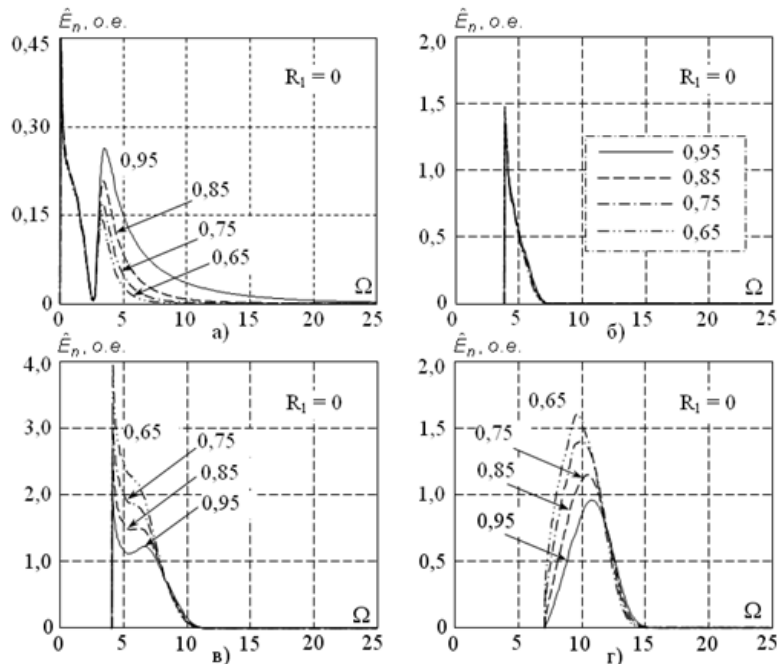


Рис. 5. Линейная плотность кинетической энергии в первых четырех волнах Похгаммера-Кри, которые возбуждаются полем источников первого типа

На рис. 5 показаны графики линейной плотности кинетической энергии для первых четырех нормальных волн Похгаммера-Кри, которые были рассчитаны по формуле (9) для материала стержня с коэффициентом Пуассона $\nu = 0,3$. Радиальный размер $R_1 = 0$. Относительная длина источника $l/R = 0,05$. Цифры возле кривых на рис. 5 соответствуют отношению R_2/R . По осям ординат отсчитываются безразмерные уровни линейной плотности кинетической энергии $\bar{\epsilon}_n = E_n/E_0$, где $E_0 = F_0^2 / (144\pi GR^2)$. По осям абсцисс на рис. 5 отложены значения безразмерной частоты $\Omega = k_s R$. Сопоставляя ре-

зультаты, приведенные на рис. 5, можно без труда заметить, что поле когерентных источников первого типа в диапазоне безразмерных частот $\Omega \geq 4$ практически одинаково эффективно возбуждает минимум две осесимметричные волны Похгаммера-Кри. Так, в диапазоне частот $4 \leq \Omega \leq 6$ возбуждаются первая, вторая и третья осесимметричные волны. В диапазоне частот $6 \leq \Omega \leq 10$ - третья и четвертая моды. При этом уровни кинетической энергии возбуждаемых волн примерно одинаковы. Увеличение коэффициента концентрации $k = \pi R^2 / S_p$ достигается уменьшением радиуса R_2 .

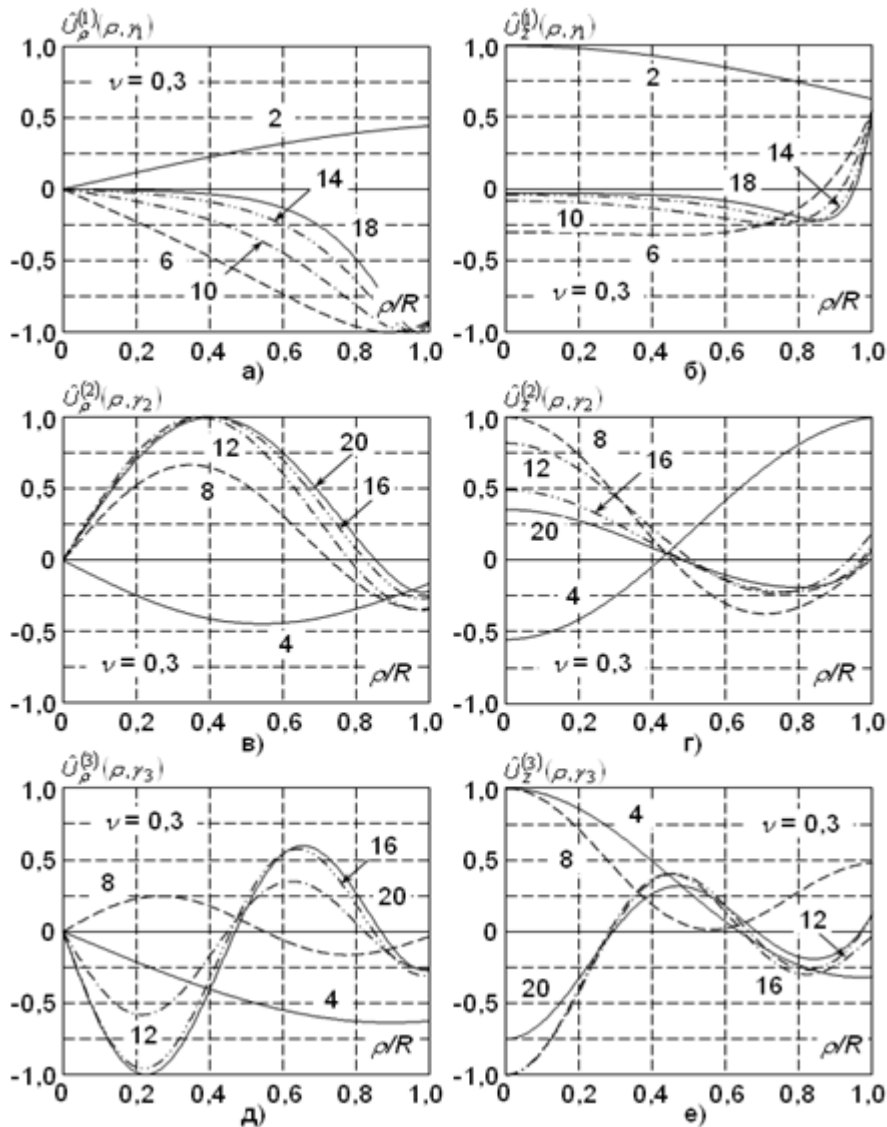


Рис. 6. Распределение по поперечному сечению стержня радиальных и аксиальных смещений материальных частиц в первых трех осесимметричных модах Похгаммера-Кри на различных частотах

При этом уровни энергии в первой моде (рис. 5а) падают, во второй моде (рис. 5б) практически не меняются, а в третьей (рис. 5в) и во всех последующих по номеру осесимметричных

волнах Похгаммера-Кри уровни линейной плотности кинетической энергии возрастают. Отмеченные особенности изменения энергоемкости осесимметричных волн Похгаммера-Кри прак-

тически однозначно объясняются их кинематическими характеристиками. На рис. 6 показаны результаты расчета распределения по поперечному сечению стержня, материал которого имеет коэффициент Пуассона $\nu = 0,3$, уровней радиальных и аксиальных смещений материальных частиц. По осям ординат на рис. 6а,в,д отложены безразмерные радиальные смещения
$$\mathcal{U}_\rho^{(n)}(\rho, \gamma_n) = U_\rho^{(\pm)}(\rho, \gamma_n) / U_{\max}(\gamma_n), \quad \text{где}$$

$$U_\rho^{(\pm)}(\rho, \gamma_n)$$
 - определенный выражением (5) радиальный компонент вектора смещения; $U_{\max}(\gamma_n)$ - максимальное смещение (радиальное или аксиальное) материальной частицы в n -ой волне на заданной частоте. По осям абсцисс на рис. 6 отложены безразмерные значения радиальной координаты ρ/R . По осям ординат на рис. 6б,г,е отсчитываются безразмерные аксиальные смещения
$$\mathcal{U}_z^{(n)}(\rho, \gamma_n) = \mp i U_z^{(\pm)}(\rho, \gamma_n) / U_{\max}(\gamma_n), \quad \text{где}$$

$$U_z^{(\pm)}(\rho, \gamma_n)$$
 - определенный выражением (5) аксиальный компонент вектора смещения. Цифры в поле рисунка возле кривых соответствуют безразмерной частоте Ω , на которой производился расчет смещений материальных частиц.

Анализируя результаты, показанные на рис. 6, можно сделать вывод, что максимальные уровни смещений материальных частиц в первой осесимметричной волне с ростом частоты перемещаются к боковой поверхности стержня, т. е. к поверхности $\rho = R$. Максимальные смещения во второй моде (рис. 6в,г) при возрастании частоты наблюдаются в срединной части поперечного сечения стержня. В третьей (рис. 6д,е), и во всех последующих по номеру осесимметричных волнах Похгаммера-Кри, максимальные уровни смещений локализируются в центральной области поперечного сечения стержня. Характер частотно зависимого изменения кинематических характеристик волновых полей смещений материальных частиц стержня диктуется вторым и третьим законами Ньютона, т. е. фундаментальными положениями механики деформируемого твердого тела. Сообразно этому изменяется и энергоемкость осесимметричных волн. Если силовые факторы источника действуют в окрестности оси стержня, то максимально эффективно возбуждаются высшие моды, так как их кинематические характеристики позволяют реализовать максимальный отбор энергии от источника упругих возмущений. Если источник упругих возмущений располагается на поверхности или в подповерхностной области

стержня, то максимально эффективно возбуждается первая осесимметричная волна Плхгаммера-Кри.

Несмотря на сравнительно большие значения уровней линейной плотности кинетической энергии во второй и последующих по номеру осесимметричных волн Похгаммера-Кри, эти волны формируют шумоподобные, т. е. малые по уровню, импульсные сигналы. Это объясняется тем, что в частотных диапазонах, где наблюдаются большие уровни линейной плотности кинетической энергии (рис. 5), вторая и все последующие по номеру нормальные волны подвержены частотной дисперсии скорости распространения (см. рис. 3 из работы [3]). В этих частотных диапазонах наблюдаются существенные изменения групповой скорости. При этом фазовые скорости указанных волн значительно отличаются по величине от групповых. Все это приводит к делокализации волновых пакетов или, что то же самое, ультразвуковых импульсов [4]. Фактически высшие осесимметричные моды Похгаммера-Кри из-за частотной дисперсии образуют шумоподобный фоновый сигнал. На этом фоне слабо выделяется импульсный сигнал образованный первой осесимметричной волной, которая практически не диспергирует на частотах $\Omega > 6$. Однако уровни импульсов, сформированных первой осесимметричной волной Похгаммера-Кри определяются малыми значениями коэффициента концентрации k .

Таким образом, поле когерентно излучающих источников шумов акустической эмиссии первого типа (рис. 4а) формирует импульсные сигналы, которые практически полностью создаются первой осесимметричной волной Похгаммера-Кри. Этот импульсный сигнал достаточно плохо выделяется на фоне шумоподобного сигнала, который формируется второй и последующими по номерам осесимметричными волнами Похгаммера-Кри. При этом уровни шумоподобного сигнала подвержены пространственным биениям, т. е. зависят от места расположения приемника ультразвуковых волн. Все это негативным образом сказывается на достоверности результатов калибровки электроакустических преобразователей, которые используются в ультразвуковых трактах систем мониторинга шумов акустической эмиссии.

Совершенно иная ситуация возникает, когда ультразвуковые волны возбуждаются полем когерентно излучающих источников второго типа, образованного внутренней выборкой (рис. 4б) части поперечного сечения.

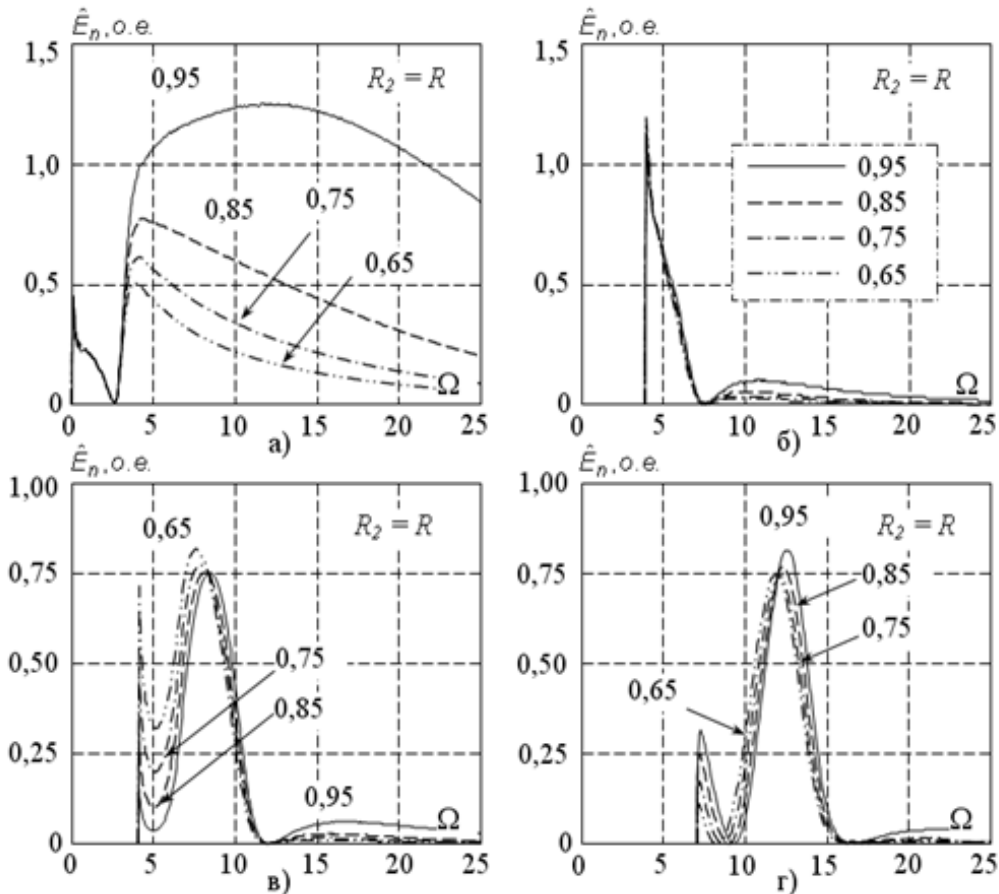


Рис. 7. Линейная плотность кинетической энергии в первых четырех волнах Похгаммера-Кри, которые возбуждаются полем источников второго типа

На рис. 7 показаны графики частотно зависимого изменения линейной плотности кинетической энергии в первых четырех модах Похгаммера-Кри. Расчеты выполнены для материала с коэффициентом Пуассона $\nu = 0,3$. Параметр $\ell/R = 0,05$. Цифры возле кривых в поле рисунков соответствуют отношению R_1/R .

Принципиальным отличием результатов, которые показаны на рис. 5 и рис. 7, является очевидное доминирование первой осесимметричной волны (рис. 7а) над второй (рис. 7б), третьей (рис. 7в) и четвертой (рис. 7г) осесимметричными волнами Похгаммера-Кри в широком частотном диапазоне. При этом легко реализуется коэффициент концентрации $k > 10$. Это означает, что поле источников второго типа генерирует мощный ультразвуковой импульс, сформированный осесимметричной волной. Этот импульс существенно выделяется на фоне шумоподобного сигнала, который формируется высшими модами. Очевидно, что в этой ситуации существенно повышается надежность и достоверность результатов калибровки приемников акустической эмиссии. Отсюда следует

очевидный вывод о том, что образцы для калибровки приемников шумов акустической эмиссии необходимо изготавливать так, как это показано на рис. 4б. Этот вывод зафиксирован в заявке на изобретение [2].

Выводы

В результате исследования модельной ситуации показано, что размеры полей когерентно излучающих источников шумов акустической эмиссии генерируют ультразвуковые волны, которые обладают заметной энергоемкостью в ограниченном диапазоне частот.

Установлено, что увеличение размеров поля когерентно излучающих источников сопровождается уменьшением ширины полосы частот, в пределах которой происходит эффективное возбуждение осесимметричных волн Похгаммера-Кри. При этом указанная полоса смещается в область низких частот.

Основным результатом настоящей статьи является вывод о том, что образцы для калибровки приемников шумов акустической эмиссии необходимо изготавливать с внутренней выборкой части площади поперечного сечения стержня.

Список использованных источников

1. *Гринченко В. Т., Мелешко В. В.* Гармонические колебания и волны в упругих телах. – Киев: Наукова думка, 1981. – 283 с.
2. Заявка на полезную модель № u201410467 «Образец для испытания металлических цилиндрических стержнем методом акустической эмиссии»/ Карпусь В.В., заявл.: 25.09.2014р.
3. *Карпусь В. В., Петрищев О. Н.* Исследование закономерностей формирования волновых полей в упругом стержне источниками шумов акустической эмиссии. Часть 2.
4. *Элайсез М., Гарсиа-Молинер Ф.* Распространение волновых пакетов и частотнозависимое внутреннее трение // В кн. Физическая акустика, т. 5. Принципы и методы. – М.: Мир, 1973. – С. 192–253.

Поступила в редакцию 20 октября 2014 г.

УДК 534.213 – 8

В.В. Карпусь

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 3. Випромінення осесимметричних хвиль Похгаммера-Крі полями когерентних джерел шумів акустичної емісії

Вперше отримано кількісну оцінку частотно залежних ефектів, що виникають у процесі збудження осесимметричних хвиль Похгаммера-Крі полями когерентних випромінюючих точкових джерел шумів акустичної емісії. Наведено результати модельних досліджень двох конфігурацій полів когерентних джерел, що утворюються у результаті вибірки частини поперечного перерізу стрижня. Показано, що вибірка зовнішньої частини поперечного перерізу стрижня формує поле джерел які однаково збуджують декілька нормальних хвиль Похгаммера-Крі, що негативно впливає на результати калі бровки приймачів шумів акустичної емісії. Запропоновано новий спосіб виготовлення зразків для проведення калі бровки приймачів шумів акустичної емісії. Бібл.4, рис. 7.

Ключові слова: акустична емісія, осесимметричні хвилі, хвилі Похгаммера-Крі, поля когерентних випромінюючих джерел, калібрвання приймачів шумів акустичної емісії.

UDC 534.213 – 8

V.V. Karpus

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 3. The radiation axisymmetric Pochhammer-Cree waves from the fields of coherent sources of acoustic emission noise

Quantitative estimates of the frequency-dependent effects in the excitation axisymmetric Pochhammer-Cree waves from the field pointing emitting acoustic emission noise sources. Modelling studies of the two field configurations of coherent sources is presented. Two configurations are formed by sampling part of the cross section of the rod. The fact that the outer part of the sample cross-section of the rod forms a field

of the sources exciting few normal Pochhammer Cree waves is shown. The fact that it has a negative impact on the results of the calibration receiver noise of acoustic emission is shown. A new way of preparing samples for calibration of acoustic emission receiver noise is proposed. Reference 4, figures 7.

Keywords: *acoustic emission, axisymmetric waves, wave Pochhammer-Cree, field coherently emitting sources, calibration of acoustic emission noise receivers.*

References

1. *Grinshenko V.T., Meleshko V.V. (1981), "Harmonic oscillations and waves in elastic bodies".K.: Naukova dumka, P.283 (Rus)*
2. *V.V. Karpus (2014), "The utility model application № u201410467 «Test piece of metal cylindrical rod acoustic emission method", 25.09.2014. (Rus)*
3. *Karpus V.V., Petrishchev O.N. (2014), "Study of regularities in the formation of wave fields from acoustic emission sources in an elastic rod. Part 2. Green's function of the axisymmetric component of the acoustic emission noise in elastic rods". Electronics and Communications, No1, Pp.109—117(Rus)*
4. *Elaysez M., Garcia-Moliner F. (1973), "Propagation of wave packets and frequency-dependent internal friction". In. Physical Acoustics, Vol. 5 Principles and methods. M . Mir, Pp. 192-253. (Rus)*