

К расчёту пространственной структуры поля наклонного пьезоэлектрического преобразователя.

Галаненко В. Б., Луценко Г. Г.

НПФ «Ультракон-Сервис», г. Киев., dv@galvb.kiev.ua

ВВЕДЕНИЕ.

Одним из наиболее распространённых типов пьезоэлектрических преобразователей (ПЭП) являются призматические наклонные ПЭП, служащие для генерирования сдвиговых волн с вертикальной поляризацией. В настоящее время достаточно хорошо изучены параметры дальнего поля (характеристики направленности) призматических ПЭП с круглой пластиной [1,2]. Ближнее поле призматических ПЭП (в том числе ПЭП с прямоугольной пьезопластиной) исследовано недостаточно. Представления о его структуре базируются в основном на приближённой модели «мнимого» источника [3], которым заменяют реальную пьезопластину. Так как структура поля ПЭП как в дальней, так и в ближней зоне важна для разработки и применения устройств акустического неразрушающего контроля, то расчёты пространственного распределения амплитуды колебаний частиц среды, не связанные с представлениями о «мнимом» источнике, представляют практический интерес. В данной работе исследуется поле призматического преобразователя с пластиной произвольной (в частности: прямоугольной) формы при тональном возбуждении.

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА ВЫЧИСЛЕНИЙ.

При решении задачи о поле наклонного преобразователя в материале объекта контроля (образца) используются существенные, но достаточно традиционные приближения (см. [1]). Во-первых, пьезопластина заменяется системой сторонних нормальных напряжений, приложенных к одной из граней призмы. Во-вторых, при расчётах поля, падающего на образец, и преломлённого поля призма и образец заменяются упругими полупространствами. Последнее допущение мотивировано тем, что для типичных размеров пластины и для типичных вариантов её расположения на призме угловые области призмы оказываются в зоне глубокой тени поля прямой волны, падающей на образец. В работе [1] для расчёта поля внутри призмы (которая рассматривается как жидкая среда с эквивалентными относительно волн сжатия параметрами) использовано

разложение на математические плоские волны с последующим преломлением этих волн на границе раздела сред. При этом неоднородные волны, а также ту часть однородных волн, которые «уходят» от границы раздела, отбрасывают. К полученному таким образом представлению поля в образце применяют метод перевала для вычисления амплитуды поля в дальней зоне. Мы воспользуемся иным подходом к расчёту. Предположим, что поле падающей волны найдено, и рассчитано распределение нормальных смещений $u_n(x, y)$, а также нормальных $\sigma_{zz}(x, y)$ и касательных $\sigma_{xz}(x, y), \sigma_{yz}(x, y)$ напряжений в падающей волне на границе раздела призмы и образца. Эти распределения заданы лишь на той части поверхности образца (аппроксимированного полупространством), которая лежит внутри полупространства, аппроксимирующего призму. Учитывая, что по предположению угловая точка призмы лежит в зоне глубокой тени, доопределим указанные распределения на всю плоскость x, y , дополнив их нулями. Тогда, применяя двумерное преобразование Фурье, можно вычислить пространственные спектры указанных распределений: $U_n(\alpha, \beta), S_{zz}(\alpha, \beta), S_{xz}(\alpha, \beta), S_{yz}(\alpha, \beta)$. Каждой из пространственных гармоник с частотами α, β соответствуют по две отражённые и две преломлённые волны. Применяя условия контакта на границе раздела сред (с возможностью проскальзывания) в системе координат, связанной с фронтом пространственной гармоники, и учитывая, что в данной задаче фигурируют только волны с вертикальной поляризацией, получаем систему из четырёх уравнений относительно неизвестных амплитуд. По найденным спектральным амплитудам $A_l(\alpha, \beta), A_s(\alpha, \beta)$ рассчитываем распределение вектора смещений в поле преломлённых волн (продольной или сдвиговой):

$$\mathbf{u}_{l,s} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_{l,s}(\alpha, \beta) \mathbf{g}_{l,s}(\alpha, \beta) \exp(-\gamma_{l2}z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (1)$$

где $\mathbf{g}_l = \{-i\alpha, -i\beta, \gamma_{l2}\}$, $\mathbf{g}_s = \{\alpha\gamma_{s2}/\kappa, \beta\gamma_{s2}/\kappa, i\kappa\}$, $\kappa = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$, $\gamma_{l2} = \sqrt{\kappa^2 - k_l^2}$, $\gamma_{s2} = \sqrt{\kappa^2 - k_s^2}$, k_l, k_s - волновые числа продольных и сдвиговых волн. Для любого фиксированного значения z выражение (1) представляет собой двумерное преобразование Фурье от некоторого выражения, которое имеет смысл двумерного спектра пространственного распределения смещений на глубине z . Наличие стандартных процедур БПФ позволяет эффективно вычислить интеграл (1) для некоторого набора

значений координаты z , получая каждый раз плоское сечение объёмного распределения амплитуд.

Остановимся на промежуточном этапе расчётов – вычислении спектральных компонент поля падающей волны на границе раздела: $U_n(\alpha, \beta)$, $S_{zz}(\alpha, \beta)$, $S_{xz}(\alpha, \beta)$, $S_{yz}(\alpha, \beta)$.

Их вычисление можно провести двумя путями. Во-первых, можно рассчитать (см. [3]) поле, которое создаёт пластина в призме, вычислить нужные параметры поля в сечении наклонной плоскостью, совпадающей с границей раздела, и затем, пользуясь БПФ, вычислить указанные спектральные компоненты. Другой вариант расчёта состоит в том, чтобы, минуя расчёт пространственных распределений параметров поля в призме, рассчитать лишь соответствующие им пространственные спектры в системе координат x', y', z' , связанной с наклонённой пьезопластиной, а затем пересчитать их в новую систему координат x, y, z , связанную с границей раздела призмы и образца. Однако, такой «перенос» спектров удаётся осуществить ценой определённых ограничений: не учитываются неоднородные волны в спектре излучения пластины в призму, не удаётся учесть поглощение упругих волн в материале призмы. Пусть указанные выше пространственные спектры рассчитаны в системе координат x', y', z' . Запишем их в общей форме как $P(\alpha', \beta', \theta) \exp(i\gamma'z')$, где θ – угол наклона призмы, $\gamma' = \sqrt{k_{l1}^2 - \kappa'^2}$, $\kappa'^2 = \alpha'^2 + \beta'^2$; $\text{Re}(\gamma') > 0$; $|\kappa'| \leq k_{l1}$ (k_{l1} – волновое число продольной волды в призме). Как и в [1], представим поле в призме совокупностью плоских волн с плотностью амплитуд $P(\alpha', \beta', \theta)$. Выполняя переход к новым координатам: $x' = x \cos \theta - z \sin \theta + x_0$; $z' = x \sin \theta + z \cos \theta + z_0$; $y' = y$, где x_0, z_0 – координаты центра пластины, получим для пространственного распределения интересующего нас параметра поля на границе раздела $z = 0$ такое выражение:

$$p(x, y, 0) = \iint_{|\kappa'| \leq k_{l1}} P(\alpha', \beta', \theta) \exp(i(\alpha'x_0 + \gamma'z_0)) \exp(i(v_x x + \beta' y)) d\alpha' d\beta' \quad (2)$$

где $v_x = \alpha' \cos \theta + \gamma' \sin \theta$; $v_z = -\alpha' \sin \theta + \gamma' \cos \theta$.

Применим к (2) преобразование Фурье (при этом распространим интегрирование по x, y на всю плоскость раздела сред, пользуясь несущественностью значений поля в угловых точках призмы) и найдём таким образом пространственные спектры, связанные с координатами x, y, z , как функции пространственных частот α, β : $P_1(\alpha, \beta)$.

Интегрирование приводит к δ -функциям: $\delta(v_x(\alpha', \beta') - \alpha)\delta(\beta - \beta')$. При последующем вычислении интеграла с δ -функциями следует решить уравнение $v_x(\alpha', \beta) - \alpha = 0$ относительно α' при условии: $\alpha'_{1,2} < \alpha/\cos\theta$ ($\alpha'_{1,2}$ - корни уравнения). Обозначим через Ω область на плоскости пространственных частот α, β , для которых $\alpha^2 + \beta^2 \leq k_{l1}^2$, через Ω_1 - сегмент, где существует корень α'_1 и Ω_2 - сегмент, где существует корень α'_2 . Тогда:

$$P_1(\alpha, \beta) = \frac{1}{\cos\theta} \begin{cases} P_{11}(\alpha, \beta) + P_{12}(\alpha, \beta) & \alpha, \beta \in \Omega_1 \cap \Omega_2 \\ P_{11}(\alpha, \beta) & \alpha, \beta \in \Omega_1 \setminus \Omega_2 \\ 0 & \alpha, \beta \in \Omega \setminus \Omega_1 \end{cases} \quad (3)$$

где

$$P_{11}(\alpha, \beta) = P(\alpha \cos\theta - \gamma \sin\theta, \beta) \exp(i(\alpha(x_0 \cos\theta + z_0 \sin\theta) + \gamma(-x_0 \sin\theta + z_0 \cos\theta)))$$

$$P_{12}(\alpha, \beta) = P(\alpha \cos\theta + \gamma \sin\theta, \beta) \exp(i(\alpha(x_0 \cos\theta - z_0 \sin\theta) + \gamma(x_0 \sin\theta + z_0 \cos\theta)))$$

Формула (3) учитывает вклад всех однородных плоских волн из разложения поля пластины внутри призмы (в отличие от [1]).

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ.

Пример расчёта поля наклонного преобразователя, состоящего из пластины размером $12 \times 8 \text{ мм}^2$ с призмой из оргстекла ($c_{l1} = 2370 \text{ м/с}$) на частоте 5 МГц в стали ($c_{l2} = 5960 \text{ м/с}$, $c_{s2} = 3240 \text{ м/с}$) приведен на верхнем поле рис. 1. Угол ввода $\theta_2 = 70^\circ$. На нижнем поле рис. 1 показано распределение амплитуд в поле “мнимого” источника (для сопоставления надо представить нижний рисунок наклонённым). Масштабы по осям и значения линий уровня одинаковы, что позволяет судить о степени отличия структуры полей, которое наиболее заметно в области боковых лепестков. На рис. 2 показаны распределения амплитуд вдоль оси направленности (под углом 70°) для данного преобразователя на частотах 5 МГц (а) и 2.5 МГц (б). Сплошными линиями показаны зависимости, соответствующие расчёту наклонного преобразователя, прерывистыми – расчёту “мнимого” источника. По оси абсцисс отложен десятичный логарифм отношения расстояния вдоль акустической оси к размеру ближней зоны, рассчитанной для “мнимого” источника.

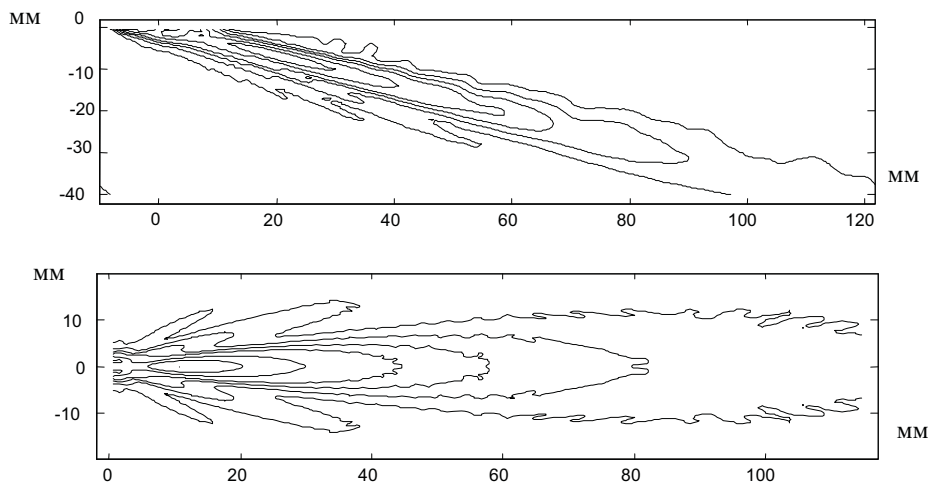


рис. 1

Расчёты, проведенные для различных частот и углов наклона, а также размеров прямоугольной пластины указывают на ту или иную степень отличия результатов расчёта наклонного преобразователя от результатов расчёта в приближении “мнимого” источника.

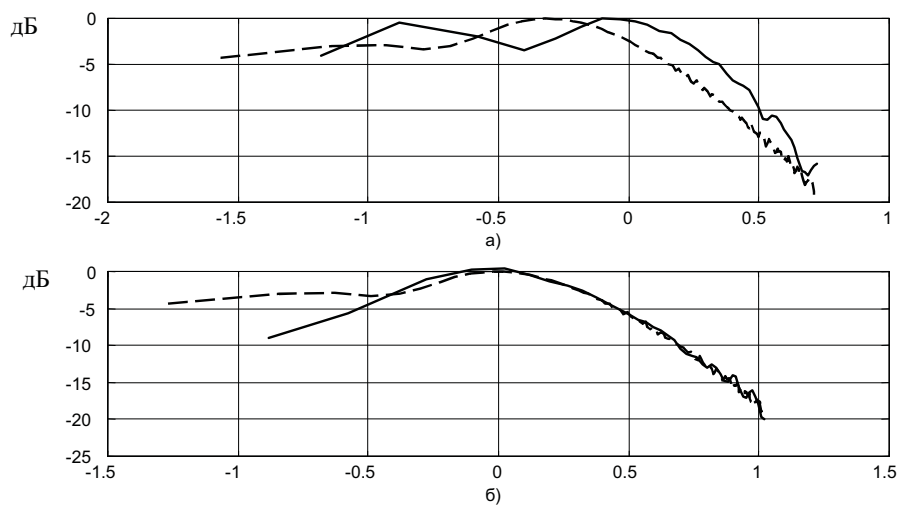


рис. 2

В целом можно заключить, что модель “мнимого” источника даёт правильное представление о поле наклонного преобразователя, но в тех случаях, когда нужны точные оценки (например при измерении размеров дефекта), эта модель может приводить к заметным погрешностям.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Дианов Д. Б. Исследование направленности призматических преобразователей. Дефектоскопия , 1965, № 2, с. 4 – 22.
2. Гурвич А. К., Кузьмина Л. Н. Справочные диаграммы направленности искателей ультразвуковой дефектоскопии. Киев: Техніка., 1980, с. 102.
3. Алёшин Н. П., Белый В. Е., Вopilкин А. Х., Воцанов А. К., Ермолов И. Н., Гурвич А.К. Методы акустического контроля металлов. М.: Машиностроение, 1989, 456 с.