



УДК 620.179

В. Ф. Евдокимов, чл.-кор. НАН Украины,
А. С. Огир, д-р техн. наук, **А. А. Чемерис**, канд. техн. наук,
В. В. Тарапата, **Д. И. Лазоренко**, аспиранты
Ин-т проблем моделирования
в энергетике им. Г. Е. Пухова НАН Украины
(Украина, 03164, Киев, ул. Генерала Наумова, 15,
тел.: (044) 4242296, E-mail: svetlana@kiev.ipme.ua)

Математическая модель формирования изображения дефектов материалов в голографической системе дефектоскопии

Разработана и исследована голографическая система дефектоскопии материалов. Приведены фундаментальные математические соотношения, определяющие формирование звуковых голограмм дефектов материалов с учетом измеренных комплексных характеристик отраженного волнового поля и скалярной модели физических явлений дифракции и интерференции. Показаны преимущества реконструкции изображений с использованием фазовой информации отраженного волнового поля.

Розроблено та досліджено голографічні системи дефектоскопії матеріалів. Наведено фундаментальні математичні співвідношення, що визначають формування звукових голограмм дефектів матеріалів з урахуванням вимірних комплексних характеристик відбитого хвильового поля і скалярної моделі фізичних явищ дифракції та інтерференції. Показано переваги реконструкції зображень, що використовують фазову інформацію відбитого хвильового поля.

К л ю ч е в ы е с л о в а: дефектоскопия, голография, фазовая информация.

Использование в когерентных системах диагностики в качестве информационного параметра фазовой информации отраженного звукового поля повышает пространственную и контрастную разрешающую способность на порядок и позволяет наблюдать изображения дефектов, близкие к реальным, на развертках типа *B*-скан, *C*-скан. Например, фронтальное разрешение таких систем в металлических конструкциях на частоте 3 МГц составляет 2,5 мм; точность измерения размеров дефектов — менее половины длины ультразвуковой (*УЗ*) волны [1, 2].

Голографические (когерентные) системы контроля материалов широко используются за рубежом. В Швеции с помощью таких систем осуществляется *УЗ* контроль медных хранилищ (сварных швов между корпу-

сом и крышкой) отработанного ядерного топлива с толщиной стенки 90 мм. В России разработана комплексная технология анализа качества сварных соединений с применением когерентных систем «Авгур» для определения длины, высоты и профиля дефектов. Разработанная в Финляндии когерентная система контроля аустенитных сварных соединений толщиной 28 мм позволяет с высокой точностью контролировать практически все типы аустенитных сварных труб и емкостей в контурах тепловых и атомных станций. В США и Франции разработаны голографические системы УЗ контроля биметаллических сварных соединений с промежуточными и антикоррозионными наплавками. Эти технологии используются при создании энергетического оборудования тепловых и атомных станций и в других отраслях энергетического машиностроения [1, 2].

Преимущества голографических систем УЗ контроля материалов заключаются в следующем:

позволяют создавать изображения дефектов с сохранением их реальных параметров: формы, размеров и местоположения в материале обладают высоким пространственным и контрастным разрешением при отображении микро- и макро- дефектов материалов.

О значении фазовой информации эхосигналов, отраженных дефектами внутренней структуры материалов. Амплитуда и фаза спектральных составляющих эхосигналов, представленных с помощью преобразования Фурье, играют различную роль в формировании изображений дефектов. В некоторых ситуациях можно сохранить многие важные свойства реконструируемого изображения, учитывая лишь фазовую информацию, а при конечной длительности сигнала одной фазовой информации оказывается достаточно для полного восстановления изображений с точностью до постоянного множителя [3]. Аналогичное утверждение не может быть сделано относительно амплитуды спектральных составляющих. Значение фазовой информации исследовалось для различных сигналов, включая одномерные, двумерные и трехмерные сигналы. Например, изучались чисто фазовые и чисто амплитудные акустические и оптические голограммы. В случае чисто фазовых оптических голограмм (называемых киноформами) записывается только фаза рассеянного волнового фронта, а амплитуда остается постоянной, тогда как для чисто амплитудных голограмм фаза принимается нулевой, а записывается только амплитуда рассеянного волнового фронта.

Как правило, восстановленный по чисто амплитудным голограммам объект имеет мало общего с оригиналом, тогда как восстановление по чисто фазовой голограмме позволяет сохранить многие важные свойства оригинала [3]. С чисто фазовыми и чисто амплитудными голограммами однозначно связаны фазовые и амплитудные изображения. Фазовое изоб-

ражение имеет фазу преобразования Фурье, равную фазе для исходного изображения, тогда как амплитуда его преобразования Фурье равна единице, либо в более общем случае соответствует спектральной амплитуде некоторых изображений, например средней амплитуде ансамбля изображений, не связанных с данным. Многие признаки исходного изображения, достаточно мелкие его детали ясно различимы в фазовом изображении, но не обнаруживаются в амплитудном изображении.

Согласно одному из условий, обеспечивающих точное (до масштабного множителя) восстановление, требуется, чтобы длительность сигнала была конечной. Следует заметить, что это не относится к пространственному сигналу звуковой голограммы, где сигнал с нулевой пространственной частотой моделирует точечный источник колебаний на акустической оси звукового луча в пространственном спектре голограммы, а начальная фаза восстанавливаемого точечного источника в алгоритме реконструкции может принимать любое значение.

В различных областях техники, по всей вероятности независимо, было установлено, что признаки сигнала лучше сохраняются при чисто фазовом Фурье-синтезе.

Положим, что $f(x)$ — n -мерный сигнал, а $F(\omega) = |F(\omega)|e^{j\theta(\omega)}$, где $F(\omega)$ — его n -мерное преобразование Фурье; $x = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ — вектор независимых переменных; $\omega = (\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n)$ — вектор частотных переменных; $|F(\omega)|$ — амплитуда функции; $\theta(\omega)$ — фаза функции.

Амплитудный Фурье-синтез определяется как синтез сигнала $f_m(x)$, соответствующий преобразованию Фурье вида $|F(\omega)|: F\{f_m(x)\} = |F(\omega)|$.

Фазовый синтез определяется как сигнал $f_p(x)$, соответствующий преобразованию Фурье вида $M(\omega)e^{j\theta(\omega)}$:

$$F\{f_p(x)\} = M(\omega)e^{j\theta(\omega)},$$

где $M(\omega)$ — либо равно единице, либо, в общем случае, является амплитудной функцией, которая представляет определенный класс сигналов, но не связана с информацией о конкретном сигнале.

Первые работы, в которых был показан высокий уровень соответствия исходного сигнала $f(x)$ и синтезированного на основе фазовой голограммы сигнала $f_p(x)$, связаны с Фурье-синтезом кристаллографических структур [3, 4]. В акустической и оптической голографии фазовая информация является чрезвычайно важной. В обоих случаях голограмма соответствует дифракционной картине отраженной волны в достаточно удаленной плоскости, полученной при облучении объекта монохроматическим источником. В случае двумерного объекта можно принять Фраунгоферову аппрок-

симацию. При этом пространственная дифракционная картина может быть записана в виде

$$U(u, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) e^{-j \frac{2\pi}{\lambda Z} (ux+vy)} dx dy, \quad (1)$$

где $f(x, y)$ — распределение комплексной амплитуды света или звука на двумерном объекте; x, y — пространственные координаты в плоскости объекта; u, v — пространственные координаты в плоскости регистрации волнового фронта; λ — длина волны источника; Z — расстояние между объектной плоскостью и плоскостью голограммы; $U(u, v)$ — распределение комплексных амплитуд дифракционной картины в плоскости голограммы.

Из выражения (1) следует, что дифракционная картина представляет собой двумерное Фурье-преобразование объекта, причем $(2\pi u)/\lambda Z$ и $(2\pi v)/\lambda Z$ соответствуют пространственным частотным переменным ω_x и ω_y . В случае, когда опорная плоскость расположена ближе к объекту, дифракционная картина соответствует описанию голограммы Френеля и записывается в виде [3, 5]

$$U(u, v) = \frac{e^{jKZ}}{j\lambda Z} e^{j \frac{K}{2Z} (u^2+v^2)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) e^{\frac{jK}{2Z} (x^2+y^2)} e^{-j \frac{2\pi}{\lambda Z} (ux+vy)} dx dy,$$

где $K = 2\pi/\lambda$ — волновое число. При этом интеграл соответствует двумерному Фурье-преобразованию функции $f(x, y) e^{\frac{jK}{2Z} (x^2+y^2)}$ и, таким образом, дифракционная картина Френеля представляет Фурье-преобразование, умноженное на соответствующий фазовый множитель.

В случае акустической голограммы возможно восстановление объекта при использовании только фазовой информации комплексных амплитуд $U(u, v)$ [3, 5, 6]. Фазовое восстановление в значительной степени сохраняет корреляцию между сигналами, и из этого можно сделать вывод о том, что «события» в изображении и объекте — точки, линии должны сохранять свое местоположение. Фаза в большей степени отражает взаимное геометрическое положение деталей в объекте и изображении, чем амплитуда. Например, смещение (во времени или в пространстве) сигнала не влияет на амплитуду преобразования Фурье (Френеля), а воздействует только на фазу, приводя к появлению линейного фазового члена. Уменьшение масштаба восстановленного Фурье-преобразованием изображения также связано с адекватным масштабированием фазы голограммного описания.

Об эффективности фазовой информации при восстановлении сигналов изображений в системах дефектоскопии голографического типа сви-

детельствует и тот факт, что амплитуды спектральных составляющих на высоких частотах имеют тенденцию к спаду, в то время как кратковременные детали объектов, изображений отражаются более высокими пространственными частотами, непосредственно связанными с изменением фазовой информации. Представление формирования фазового сигнала с присвоением единичной амплитуды можно интерпретировать как процесс спектрального отбеливания сигналов звуковой голограммы объекта контроля. В изображении, в котором амплитуда спектра преобразования Фурье оказывается гладкой и уменьшается при увеличении высоких частот в процессе отбеливания высокие частоты подчеркиваются в результате чего улучшается изображение контуров и мелких деталей.

Дифракционный интеграл Рэля—Зоммерфельда — базовая математическая модель звуковой голограммы дефектов зондируемого объема материала. Уравнения скалярной теории дифракции являются математической основой описания волнового поля в любой точке замкнутого, свободного от помех пространства его значениями на поверхности, замыкающей это пространство в некоторый объем [2, 3, 7, 8].

Представим поле монохроматической волны точечного источника в пространстве координат P, t в виде

$$U(P, t) = U(P) \cos[2\pi\nu t + \varphi(P)],$$

где $U(P, t)$ — мгновенное значение монохроматической волны в точке $P = x, y, z$ в момент времени t ; $U(P)$ — амплитуда; $\varphi(P)$ — фаза. Запишем функцию $U(P)$ в комплексном виде: $\dot{U}(P) = U(P) e^{-jK(P)}$, а мгновенное значение — в виде $U(P, t) = \operatorname{Re} \left\{ \dot{U}(P) e^{-j\frac{2\pi\nu}{c}t} \right\}$, где c — скорость волны; ν —

частота колебаний; $K = (2\pi\nu)/c$ — волновое число.

Действительная функция $U(P, t)$ в каждой точке P должна удовлетворять скалярному волновому уравнению [7, 10]

$$\nabla^2 U - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0,$$

где ∇^2 — оператор Лапласа,

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Зависимость $U(P, t)$ от времени имеет вид $U(t) = e^{j2\pi\nu t}$, поэтому комплексная функция пространственных координат $U(P)$ является достаточ-

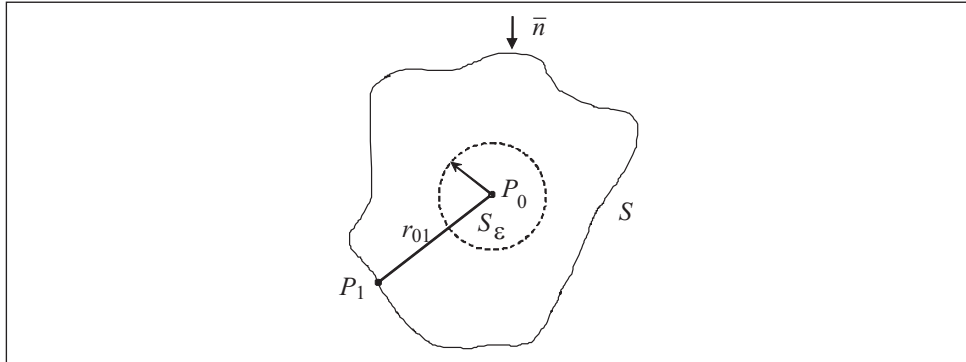


Рис. 1

ным описанием волнового поля и должна удовлетворять волновому уравнению Гельмгольца

$$(\nabla^2 + K^2)U = 0, \quad (2)$$

где $K = (2\pi)/\lambda$ — волновое число.

Аналитическое решение уравнения (2) может быть использовано для формулировки зависимости между полем комплексных амплитуд в плоскости голографирования и объектной плоскости. По аналогии с процессом дифракции света на отверстиях в плоском непрозрачном экране можно представить, что первичное возмущение в виде плоской (или близкой к таковой) волны, излучаемой линейной или плоской фазированной решеткой системы дефектоскопии, взаимодействует в объеме звукового импульса с неоднородностями зондируемой среды таким образом, что отраженная (вторичная) волна представляет собой интерферирующие сферические волны, рассеянные точечно-подобными неоднородностями среды, расположенными внутри звукового импульса.

Кирхгофф предложил решить дифракционную задачу на основе интегральной теоремы, которая является решением однородного волнового уравнения в произвольной точке P_0 свободного пространства, используя при этом его первую производную на произвольно замкнутой поверхности, окружающей заданную точку. Для этого он использовал частный случай теоремы Грина в виде

$$\iiint_V (G \nabla^2 U - U \nabla^2 G) dV = \iint_S \left(G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS, \quad (3)$$

когда в качестве функции Грина G рассматривается сферическая волна единичной амплитуды, распространяющаяся из точки P_0 к точке P_1 в

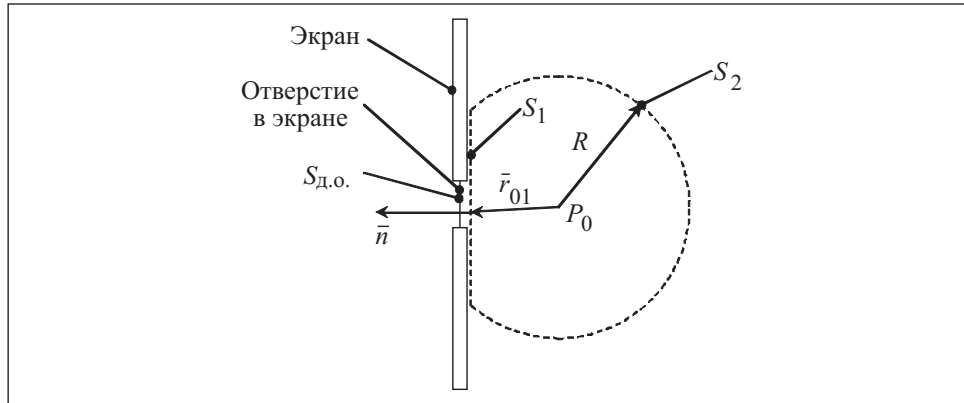


Рис. 2

объеме V (рис. 1). Эта теорема была ранее выведена Гельмгольцем. Если обозначить выбранную точку через P_0 , а через S — окружающую ее замкнутую поверхность (рис. 2), то задача сводится к необходимости выразить значение комплексной амплитуды волны в точке P_0 через значение этой волны на поверхности S .

Учитывая, что функции $U(P)$, $G(P)$ являются однозначными и непрерывными в объеме V' , ограниченном замкнутой поверхностью S и сферической поверхностью S_ε радиуса ε , исключающей точку разрыва P_0 , и подставляя в (3) функцию Грина со значением в произвольной точке P_1 , находим

$$G(P_1) = e^{jk r_{01}} / r_{01}. \quad (4)$$

Кирхгофф получил выражение для $U(P_0)$ в виде

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_\Sigma} \left\{ \frac{\partial U}{\partial n} \left[\frac{e^{jk r_{01}}}{r_{01}} \right] - U \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{e^{jk r_{01}}}{r_{01}} \right] \right\} dS_\Sigma, \quad (5)$$

где $\partial / \partial n$ — частная производная в каждой точке поверхности S_Σ , взятая по направлению внешней нормали к этой поверхности (см. рис. 2); $S_\Sigma = S + S_\varepsilon$; r_{01} — расстояние между точками P_0 , P_1 ; n — внешняя нормаль; S_ε — поверхность сферы радиуса ε . Уравнение (5) имеет название интегральной теоремы Гельмгольца—Кирхгоффа и позволяет выразить поле в любой точке P_0 внутри объема V' через значения волны и ее нормальной производной на любой замкнутой поверхности S_Σ , содержащей данную точку P_0 [7, 8].

В последующих работах Кирхгофа, Рэля, Зоммерфельда показано, что при выборе замкнутой поверхности в виде $S = S_1 + S_2$ (где S_1 — плоский непрозрачный экран с дифракционным отверстием $S_{\text{д.о}}$; S_2 — площадь полусферы с центром в точке P_0 и радиусом R) поле излучения на экране за пределами дифракционного отверстия по условию Кирхгофа можно принять равным нулю; при увеличении R интеграл по полусфере S_2 также стремится к нулю (см. рис. 2). В этом случае

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{\text{д.о}}} \left(\frac{\partial U}{\partial n} G - U \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS_{\text{д.о}}. \quad (6)$$

Дальнейшее упрощение выражения (6) для $U(P_0)$ может быть проведено, если учесть выражение (4) для функции $G(P_1)$ в точке P_1 и выражение для ее нормальной производной

$$\frac{\partial G(P_1)}{\partial n} = \cos(\bar{n}, \bar{r}_{01}) \left(jK - \frac{1}{r_{01}} \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} \right),$$

которое с учетом допущений $r_{01} \gg \lambda$, $K = 2\pi/\lambda \gg 1/r_{01}$ может быть записано в виде

$$\frac{\partial G(P_1)}{\partial n} \approx jK \cos(\bar{n}, \bar{r}_{01}) e^{jKr_{01}} / r_{01}. \quad (7)$$

Подставляя выражения (4) и (7) в выражение (6), получаем

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{\text{д.о}}} \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} \left[\frac{\partial U}{\partial n} - jKU \cos(\bar{n}, \bar{r}_{01}) \right] dS_{\text{д.о}}. \quad (8)$$

Как следует из выражения (8), в теории Кирхгофа существует необходимость наложения граничных условий на значения функции U и ее нормальной производной. Это ограничение исключено в теории дифракции Рэля—Зоммерфельда в предположении, что функция Грина G видоизменена таким образом, что либо сама функция, либо ее нормальная производная $\partial G/\partial n$ обращается в нуль на всей поверхности S_1 , и при этом выражение (8) остается справедливым. Зоммерфельд показал, что функция Грина, удовлетворяющая таким требованиям, при которых нормальная производная обращается в нуль на всей поверхности экрана, действительно существует.

В предположении, что функция G создается двумя точечными источниками, представляющими зеркальное отображение точки P_0 по обе стороны экрана, она имеет вид

$$G_-(P_1) = \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} - \frac{e^{jK\tilde{r}_{01}}}{\tilde{r}_{01}},$$

где \tilde{r}_{01} — расстояние между точками P_0 и P_1 . При этом излучения этих источников сдвинуты по фазе на 180° . В этом случае нормальная производная функции G_- имеет вид

$$\frac{\partial G_-}{\partial n} = \cos(\bar{n}, \bar{r}_{01}) \left(jK - \frac{1}{r_{01}} \right) \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} - \cos(\bar{n}, \tilde{r}_{01}) \left(jK - \frac{1}{\tilde{r}_{01}} \right) \frac{e^{jK\tilde{r}_{01}}}{\tilde{r}_{01}}.$$

Для точки P_1 на поверхности $S_{\text{д.о}}$ имеем $r_{01} = \tilde{r}_{01}$,

$$\cos(\bar{n}, \bar{r}_{01}) = -\cos(\bar{n}, \tilde{r}_{01}) \quad (9)$$

и следовательно, на этой поверхности $G_-(P_1) = 0$,

$$\frac{\partial G_-(P_1)}{\partial n} = 2\cos(\bar{n}, \bar{r}_{01}) \left(jK - \frac{1}{r_{01}} \right) \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}}. \quad (10)$$

Таким образом, функция Грина $G_-(P_1)$ обращается в нуль на всей поверхности $S_{\text{д.о}}$. С учетом (10) и граничных условий Кирхгоффа из (8) следует:

$$U(P_0) = \frac{1}{j\lambda} \iint_{S_{\text{д.о}}} U(P_1) \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} \cos(\bar{n}, \bar{r}_{01}) dS_{\text{д.о}}, \quad (11)$$

где $r_{01} \gg \lambda$ и $jK - 1/r_{01} \approx jK$. Выражение (11) устанавливает зависимость между значениями поля в точках P_0 внутри объема и значениями поля в точках P_1 на поверхности дифракционного отверстия $S_{\text{д.о}}$, представляющими возмущение в виде сферических волн, распространяющихся от точек P_1 к точкам P_0 . Это выражение имеет название дифракционного интеграла Рэля—Зоммерфельда и может быть использовано в качестве математической модели звуковой голограммы и для последующих вычислительных процедур реконструкции акустических изображений.

Несмотря на то что дифракционный интеграл Рэля—Зоммерфельда (10) отражает математическую зависимость комплексных амплитуд сферических волн в полном объеме звукового импульса, это не дает возможности осуществить его обращение для решения основной задачи — получения акустического изображения (значений интенсивности эхосигналов точечных дефектов-неоднородностей материала в объеме звукового зондирующего импульса). Решение этой задачи можно осуществить после проведения некоторых аппроксимаций исходного уравнения (11):

$$U(x_0, y_0) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} h(x_0, y_0; x_1, y_1) U(x_1, y_1) dx_1 dy_1, \quad (12)$$

где x_1, y_1 — плоскость сечения звукового импульса; x_0, y_0 — плоскость голограммы. Пределы интегрирования $\pm\infty$ выбраны с учетом условий Кирхгофа о том, что за пределами плоскости сечения звукового импульса S возмущения $U(x_1, y_1)$ равны нулю. Весовая функция записывается в виде

$$h(x_0, y_0; x_1, y_1) = \frac{1}{j\lambda} \frac{e^{jKr_{01}}}{r_{01}} \cos(\bar{n}, \bar{r}_{01}). \quad (13)$$

Если допустить, что

$$Z \gg x_0, y_0; \quad Z \gg x_1, y_1, \quad (14)$$

и ограничить угол $(\bar{n}, \bar{r}_{01}) \ll 18^\circ$, то возникающая при этом погрешность h по амплитуде будет составлять не более 5%. При этом $\cos(\bar{n}, \bar{r}_{01}) \approx 1$ [7].

В реальных условиях в системах ультразвукового контроля материалов условия (14) накладывают существенные ограничения на величину апертуры измерений $2x_{0\max}$, поскольку существуют физические ограничения на величину глубины зондирования Z вследствие значительного затухания высокочастотных компонент сигналов при распространении ультразвука на большие глубины. Эти ограничения неприемлемы, так как снижают поперечную разрешающую способность системы эхоскопии.

Данное противоречие может быть устранено следующим образом. Если представить, что объектная плоскость S (рис. 3) является аналогом дифракционного отверстия $S_{д.о}$ на плоском экране для случая оптических волн, в точках P_1 которой расположены дискретные излучатели сферических волн, то значения комплексных амплитуд в точках P_0 линейной измерительной апертуры будут определяться зависимостью, формулируемой дифракционным интегралом Рэля—Зоммерфельда в виде (12), (13) [5, 6, 9, 10]. Координаты x_1, y_1 в плоскости S сечения звукового импульса являются достаточно малые величины по сравнению с координатами x_0, y_0 и расстоянием r_{01} , что выполняется в реальных условиях, так как размеры площадки S меньше апертуры измерений. Поэтому координаты x_1, y_1 можно аппроксимировать центром площадки S с постоянным значением x'_1, y'_1 . В этом случае значение $r_{01} \approx r'_{01}$ в знаменателе (12) не зависит от значения x_1, y_1 и может быть вынесено за знак интегрирования в (12), (13). Исходя из того же условия для r'_{01} , за знак интегрирования можно также вынести $\cos(\bar{n}, \bar{r}'_{01})$. Тогда выражение (13) примет вид:

$$h(x_0, y_0; x_1, y_1) = \frac{1}{j\lambda} \frac{1}{r'_{01}} \cos(\bar{n}, \bar{r}'_{01}) e^{jKr_{01}}. \quad (15)$$

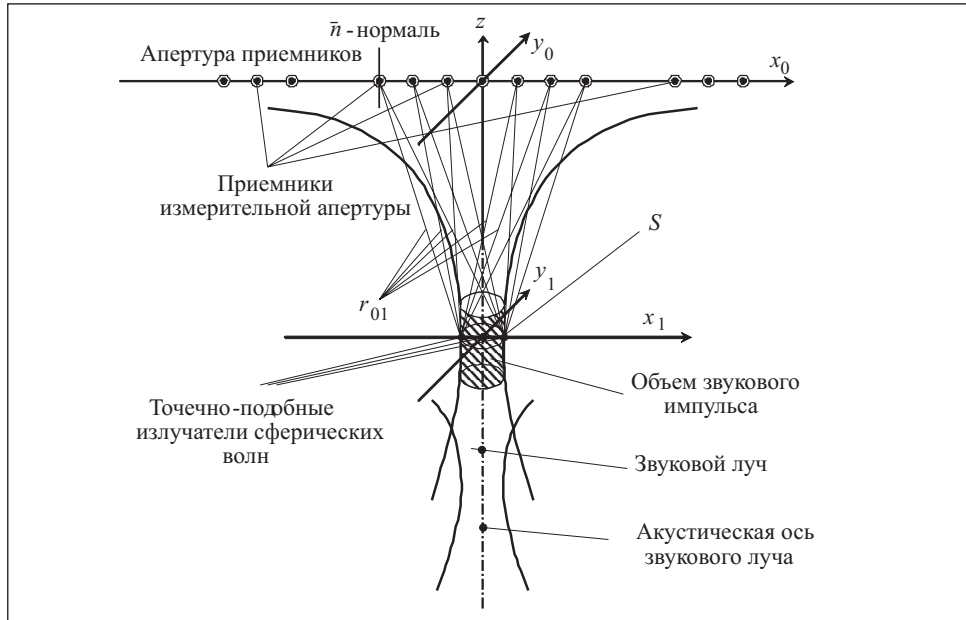


Рис. 3

Запишем значения r'_{01} и $\cos(\bar{n}, \bar{r}'_{01})$ в развернутом виде:

$$r'_{01} = \sqrt{z^2 + x_0^2 + y_0^2}, \quad \cos(\bar{n}, \bar{r}'_{01}) = \frac{Z}{\sqrt{z^2 + x_0^2 + y_0^2}}. \quad (16)$$

С учетом (16) выражение (15) запишем в виде:

$$h(x_0, y_0; x_1, y_1) = \frac{1}{j\lambda} \frac{1}{r'_{01}} \cos(\bar{n}, \bar{r}'_{01}) e^{jKr'_{01}}.$$

а выражение (12) — в виде:

$$U(x_0, y_0) = \frac{1}{j\lambda} \frac{z}{(z^2 + x_0^2 + y_0^2)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{jKr'_{01}} U(x_1, y_1) dx_1 dy_1, \quad (17)$$

где Z — расстояние от плоскости S до плоскости голограммы; x_0, y_0 — координаты приемоизлучающих элементов измерительной решетки. Величина $z/(z^2 + x_0^2 + y_0^2)$ характеризует затухание амплитуды эхосигналов при распространении отраженной волны в исследуемой среде и должна быть учтена в устройствах временного автоматического регулирования усиления (ВАРУ) приемоизлучающих трактов голографической системы.

Таким образом снимаются ограничения парааксиального приближения Френеля (14) на апертуру измерений x_0, y_0 .

Поскольку значение апертуры измерений может быть достаточно большим, аппроксимировать r'_{01} в показателе подынтегральной экспоненты выражения (17) Френель предложил путем разложения квадратного корня в степенной ряд [7]:

$$\sqrt{1+b} = 1 + \frac{1}{2}b - \frac{1}{8}b^2 + \dots \quad (18)$$

В развернутой форме можно записать

$$r'_{01} = z \sqrt{1 + \left(\frac{x_0 - x_1}{z}\right)^2 + \left(\frac{y_0 - y_1}{z}\right)^2}$$

и

$$b = \left(\frac{x_0 - x_1}{z}\right)^2 + \left(\frac{y_0 - y_1}{z}\right)^2. \quad (19)$$

Если в выражении (9) ограничиться линейным членом, то для случая линейной апертуры измерений выражение (17) принимает вид

$$U(x_0) = \frac{1}{j\lambda} \frac{z}{z^2 + x_0^2} e^{jKz} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{jK}{2z}(x_0 - x_1)^2} U(x_1) dx_1. \quad (20)$$

Двумерная голограмма с учетом преобразований (18)—(20) описывается выражением:

$$U(x_0, y_0) = \frac{1}{j\lambda} \frac{z}{z^2 + x_0^2 + y_0^2} e^{jKz} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x_1, y_1) e^{\frac{jK}{2Z}[(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2]} dx_1 dy_1.$$

Раскрыв скобки в показателе экспоненты под знаком интеграла и вынеся за знак интегрирования члены, не зависящие от x_1, y_1 , получим

$$U(x_0, y_0) = \frac{1}{j\lambda} \frac{z}{z^2 + x_0^2 + y_0^2} e^{jKz} e^{\frac{jK}{2Z}(x_0^2 + y_0^2)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x_1, y_1) e^{\frac{jK}{2Z}(x_1^2 + y_1^2)} \times \\ \times e^{-\frac{jK}{Z}(x_0 x_1 + y_0 y_1)} dx_1 dy_1. \quad (21)$$

Известно, что пространственные частоты f_x, f_y имеют вид:

$$f_x = x / (\lambda z), f_y = y / (\lambda z). \quad (22)$$

Учитывая (22) и считая, что $K = \omega/c$, выражение (21) можно привести к виду

$$U(x_0, y_0) = \frac{1}{j\lambda} \frac{z}{z^2 + x_0^2 + y_0^2} e^{\frac{j\omega z}{c}} e^{\frac{j\omega}{2zc}(x_0^2 + y_0^2)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x_1, y_1) e^{\frac{j\omega}{2cz}(x_1^2 + y_1^2)} \times \\ \times e^{-\frac{j\omega}{cz}(x_0 x_1 + y_0 y_1)} dx_1 dy_1. \quad (23)$$

С учетом того, что $2\pi \frac{x_0}{\lambda z} = 2\pi f_{x_0}$, из (23) получим

$$U(x_0, y_0) = \frac{1}{j\lambda} \frac{z}{z^2 + x_0^2 + y_0^2} e^{\frac{j\omega z}{c}} e^{\frac{j\omega}{2cz}(x_0^2 + y_0^2)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x_1, y_1) e^{\frac{j\omega}{2cz}(x_1^2 + y_1^2)} \times \\ \times e^{-j2\pi(f_{x_0} x_1 + f_{y_0} y_1)} dx_1 dy_1. \quad (24)$$

Из выражения (24) следует, что голограммное описание $U(x_0, y_0)$ среды с неоднородностями в сечении S является прямым двумерным Фурье-преобразованием объектной функции $U(x_1, y_1)$, предварительно умноженной на фокусирующий множитель Френеля $e^{\frac{j\omega}{2cz}(x_1^2 + y_1^2)}$. При этом прямое Фурье-преобразование необходимо умножить на постоянный коэффициент

$$A = \frac{1}{j\lambda} \frac{z}{z^2 + x_0^2 + y_0^2} e^{\frac{j\omega z}{c}} e^{\frac{j\omega}{2cz}(x_0^2 + y_0^2)}.$$

Выполнив преобразования выражения (24) с целью получения обратной зависимости объектной функции $U(x_1, y_1)$ от голограммного описания $U(x_0, y_0)$, получим выражение искомой объектной функции:

$$U(x_1, y_1) = e^{-\frac{j\omega}{2cz}(x_1^2 + y_1^2)} j\lambda \frac{z^2 + x_0^2 + y_0^2}{z} e^{-\frac{j\omega z}{c}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x_1, y_1) e^{-\frac{j\omega}{2cz}(x_0^2 + y_0^2)} \times \\ \times e^{j2\pi(f_{x_0} x_1 + f_{y_0} y_1)} df_{x_0} df_{y_0}. \quad (25)$$

Таким образом, взаимно однозначное соответствие голограммного описания $U(x_0, y_0)$ и объектной (восстанавливаемой) функции $U(x_1, y_1)$ определяется выражениями (24) и (25), которые представляют пару двумерных Френель—Фурье-преобразований с умножением функций и их Фурье-образов на соответствующие коэффициенты.

Выводы. 1. Конечной целью решения задачи ультразвуковой диагностики, как и задачи томографического синтеза, является получение высокоинформативных изображений внутренней структуры зондируемых УЗ лучом сред, материалов и объектов. Формирование акустических изоб-

ражений методами цифровой акустической голографии основано на математических моделях физических явлений дифракции и интерференции, присущие волновым процессам распространения УЗ волн и рассеяния на неоднородностях среды (материала).

2. Фазовая информация поля отраженной от объекта волны имеет преимущественное значение при формировании изображений неоднородностей материала (среды).

3. В качестве математической модели звуковой голограммы неоднородностей (дефектов) в сканируемом объеме материала может быть принят дифракционный интеграл Рэлея—Зоммерфельда.

4. Взаимно-однозначное соответствие голограммного описания и восстановленного изображения дефектов сканируемого объема определяется парой одномерных или двумерных Френель—Фурье-преобразований.

5. На основе представленной математической модели исследуется цифровая модель и разрабатываются алгоритмы обработки эхосигналов в голографической системе дефектоскопии.

The fundamental mathematical relations are given which are used for sound holograms formation of materials defects. Measured complex characteristics of the reflected wave field and the scalar model of the diffraction and interference physical phenomena are taken into account. Advantages of the image reconstruction with the phase information of reflected wave field using are shown.

1. Бархатов В. А. Развитие методов ультразвуковой дефектоскопии сварных соединений // Дефектоскопия. — 2003. — № 1. — С. 28—55.
2. Ермолов И. А. Наиболее перспективные направления развития ультразвукового контроля металлов (по материалам 7-й Европейской конференции) // Там же. — 2003. — № 4. — С. 71—100.
3. Отпенхайм А. В., Лим Дж. С. Важность фазы при обработке сигналов // ТИИЭР. — 1981. — 69, № 5. — С. 39—53.
4. Хуанг Т. Цифровая голография // ТИИЭР. — 1971. — 59, № 9. — С. 63—76.
5. Евдокимов В. Ф., Огир А. С. О дискретной математической модели звуковой голограммы // Электрон. моделирование. — 2000. — 22, № 1. — С. 3—8.
6. Огир А. С. Исследование процессов компьютерного восстановления акустических изображений // Методы и средства компьютерного моделирования: Сб. научн. тр. ИМПЭ НАНУ. — 1997. — С. 41—44.
7. Гудмэн Дж. Введение в Фурье-оптику. — М.: Мир, 1970. — 364 с.
8. Кайно И. Н. Акустические волны: устройство, визуализация и аналоговая обработка сигналов. / Под ред. О.В. Руденко. — М.: Мир, 1990. — 656 с.
9. Евдокимов В. Ф., Огир А. С. Математическое моделирование сигналов и процессов в акустической голографии: проблемы и перспективы // Электрон. моделирование. — 1996. — 18, № 4. — С. 29—33.
10. Евдокимов В. Ф., Огир А. С. О построении системы ультразвукового контроля конструктивных материалов объектов энергетики и машиностроения // Там же. — 2001. — 23, № 5. — С. 85—90.

Поступила 20.09.07

ЕВДОКИМОВ Виктор Федорович, чл.-кор. НАН Украины, директор Ин-та проблем моделирования в энергетике им. Г. Е. Пухова НАН Украины. В 1963 г. окончил Харьковский политехнический ин-т. Область научных исследований — методы и устройства для математического моделирования, математическое и компьютерное моделирование энергетических систем.

ОГИР Александр Степанович, д-р техн. наук, гл. науч. сотр. Ин-та проблем моделирования в энергетике им. Г. Е. Пухова НАН Украины. В 1972 г. окончил Киевский ин-т инженеров гражданской авиации. Область научных исследований — цифровая обработка сигналов и акустическая голография.

ЧЕМЕРИС Александр Анатольевич, канд. техн. наук, ст. науч. сотр., ученый секретарь Ин-та проблем моделирования в энергетике им. Г.Е. Пухова НАН Украины. В 1982 г. окончил Киевский политехнический ин-т. Область научных исследований — параллельные компьютеры, специализированные архитектуры, системы автоматического проектирования.

ТАРАПАТА Валерий Владимирович, аспирант Ин-та проблем моделирования в энергетике им. Г. Е. Пухова НАН Украины. В 2001 г. окончил Национальный технический университет «КПИ». Область научных исследований — разработка алгоритмов и программ для систем ультразвуковой дефектоскопии.

Лазоренко Дмитрий Иванович, аспирант Ин-та проблем моделирования в энергетике им. Г. Е. Пухова НАН Украины. В 1994 г. окончил Московский государственный ин-т электронной техники (Технический университет). Область научных исследований — снижение энергопотребления цифровых систем способом высокоуровневых трансформаций исходного описания приложения на языках высокого уровня C/C++, SystemC, VHDL.