



УДК 620.179.16:620.179.17

# РАЗВИТИЕ КОНЦЕПЦИЙ СОЗДАНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ТИПА. РЕЖИМ ВОЗБУЖДЕНИЯ. ЧАСТЬ 1.

Г. М. СУЧКОВ, д-р техн. наук, С. В. ХАЩИНА (Нац. техн. ун-т «ХПИ»),  
О. Н. ПЕТРИЩЕВ, д-р техн. наук (Нац. техн. ун-т Украины «КПИ»)

*Разработан принцип и метод расчета ультразвуковых преобразователей электромагнитного типа для систем неразрушающего контроля и технической диагностики металлопроката, для первичных преобразователей в устройствах электрического измерения неэлектрических величин, для аппаратуры экспериментального исследования физико-механических и структурных параметров металлов. Показана возможность определения необходимых характеристик преобразователя через функцию «частотная характеристика преобразователя».*

*The principle and method of calculation were developed for ultrasonic transducers of electromagnetic type for systems of NDT and technical diagnostics of metal rolled stock, for primary transducers in devices for electric measurement of nonelectric values, for instrumentation for experimental investigation of physico-mechanical and structural parameters of metals. The possibility of determination of the required characteristics of the transducer through the function of «transducer frequency characteristic» is shown.*

Повышение требований к качеству промышленной продукции предопределило интенсивное развитие средств НК материалов и изделий. Их основу составляют приборы, в которых реализован контактный метод УЗ контроля [1]. В то же время необходимо контролировать изделия с загрязненной, корродированной поверхностью или с покрытиями (краска, полимерные пленки и другие изоляционные покрытия), проводить дефектоскопию горячих и «холодных» изделий, выполнять высокоскоростной контроль, дефектоскопию с низкими эксплуатационными затратами и т. д. [1–3]. Заполнить образовавшуюся нишу возможно за счет применения приборов, использования контактной жидкости в которых не предусмотрено. По результатам известных теоретических, экспериментальных и внедренческих работ [1–11] установлено, что наиболее эффективными среди них в настоящее время является метод и средства, использующие электромагнитный способ возбуждения и приема УЗ колебаний. Этот способ НК зародился на стыке нескольких научных направлений, имеющих различную физическую сущность. Для его описания необходимо применять аппарат электродинамики и термодинамики, теории упругости, ферромагнетизма, акустики, материаловедения, а применение распространяется на дефектоскопию, толщинометрию, определение физико-механических свойств материалов, измерительные приборы с ультразвуковыми преобразователями. Многогранность и объем требуемых научных и технических решений привели к значительным трудностям при создании приборов и устройств, использующих электромагнитный способ на прак-

тике [1]. Анализ литературных источников показал, что упомянутые трудности обусловлены недостаточной проработкой теории, которая могла бы при минимуме ограничительных положений обосновать основные концепции конструирования преобразователей электромагнитного типа.

**Обоснование исходных положений.** Термином «УЗ преобразователь электромагнитного типа» авторы обозначают систему с распределенными параметрами, состоящую из источника постоянного магнитного поля, источника переменного магнитного поля и некоторого объема металла, где происходят процессы преобразования энергии электромагнитного поля в энергию упругих колебаний частиц среды. Указанные устройства используют магнитоstrictionные эффекты или пондеромоторное действие электромагнитного поля и применяются для возбуждения и регистрации УЗ волн в ферромагнетиках и в металлах неферромагнитной группы.

В режиме возбуждения УЗ упругих возмущений различные конструкции преобразователей электромагнитного типа реализуют алгоритм преобразования сигналов, который можно представить следующим образом:

$$U_{\text{вх}}(t) \rightarrow I^*(t) \rightarrow \vec{H}^*(x_k, k) \rightarrow \left( \begin{array}{c} C_{ijkl}^H, \rho_0, r_{nm} \\ m_{pqkl}, \mu_{rs}^\varepsilon \end{array} \right) \rightarrow \vec{u}(x_m, t),$$

$$\uparrow$$

$$\vec{H}^0(x_k), \quad (1)$$

где  $U_{\text{вх}}(t)$  — разность электрических потенциалов на электрическом входе (на клеммах электрического контура) УЗ преобразователя электромагнитного типа;  $I^*(t)$  — изменяющийся во времени (символ  $t$ ) электрический ток в электрическом контуре



преобразователя;  $\vec{H}^*(x_k, t)$  — вектор напряженности переменного магнитного поля, которое создается электрическим контуром УЗ преобразователя в точке с координатами  $x_k$  ( $x_k = (x_1, x_2, x_3)$  — координаты точки в правозвинтовой (физической) системе координат);  $\vec{H}^0(x_k)$  — вектор напряженности постоянного поля подмагничивания — для металлов неферромагнитной группы ориентация этого поля определяет направление вектора объемной плотности сил Лоренца в точке с координатами  $x_k$ , для ферромагнетиков вектор  $\vec{H}^0(x_k)$  определяет структуру матрицы пьезомагнитных констант и характер напряженно-деформированного состояния металла в ближайшей окрестности точки с координатами  $x_k$ .

В круглых скобках в алгоритме (1) записаны физико-механические константы металла в области существования переменного и постоянного магнитных полей:  $c_{ijkl}^H$  — компонент тензора модулей упругости, экспериментально определяемых в режиме постоянства напряженности магнитного поля;  $\rho_0$  — плотность металла;  $r_{mn}$  — компонент тензора электрической проводимости металла;  $m_{pqkl}$  — компонент тензора магнитоэлектрических констант;  $\mu_{rs}^E$  — компонент тензора магнитной проницаемости, экспериментально определяемый в режиме постоянства деформаций при заданном уровне напряженности поля подмагничивания.

В области существования магнитных полей  $\vec{H}^*(x_k, t)$  и  $\vec{H}^0(x_k)$  в металле формируются деформации. Энергия из области формирования уносится упругими волнами. Вектор смещения материальных частиц металла в момент времени  $t$  в точке с координатой  $x_m$  за пределами области существования переменного магнитного поля в алгоритме (1) обозначен символом  $\vec{u}(x_m, t)$ .

Если электрический вход УЗ преобразователя электромагнитного типа определяется конструктивно — это клеммы электрического контура источника переменного магнитного поля, то относительно механического выхода необходимо принять некоторые положения. Выходной величиной, т. е. результатом работы УЗ преобразователя, являются смещения материальных частиц — векторы  $\vec{u}(x_m, t)$  в объеме металла. По этой причине под механическим выходом УЗ преобразователя электромагнитного типа следует понимать любую точку с координатами  $x_m$ , расположенную за пределами области существования переменного магнитного поля.

Формально можно говорить, что переменное магнитное поле УЗ преобразователя электромагнитного типа существует во всем пространстве и обращается в нуль в бесконечно удаленной точке.

Вместе с тем необходимо принимать к сведению и то, что уровни напряженности переменного магнитного поля резко уменьшаются по мере удаления от источника. На расстояниях, больших двух-трех характерных размеров источника переменного магнитного поля, напряженность этого поля уменьшается настолько, что оно становится несущественным на фоне внутреннего магнитного поля, которое возникает в процессе деформирования металла. Таким образом, процесс преобразования энергии электромагнитного поля в энергию упругих колебаний материальных частиц металла локализован в объеме, размеры которого измеряются единицами характерных размеров электрического контура источника переменного магнитного поля. При расчетах границы этого объема, т. е. области существования переменного магнитного поля, приобретают смысл «технической бесконечности».

Термином «математическая модель преобразователя в режиме возбуждения УЗ волн» будем определять функцию, которая описывает процесс преобразования  $U_{вх}(t) \rightarrow \vec{u}(x_m, t)$ . Если воздействие, т. е. разность потенциалов  $U_{вх}$ , является импульсным сигналом, то эта функция имеет смысл импульсной характеристики. В случае гармонического воздействия математической моделью преобразователя является его частотная характеристика.

Предположим, что уровни постоянного магнитного поля и значения компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля удовлетворяют неравенству:

$$\int_{V^*} H_m^0(x_k) H_m^0(x_k) dV^* \gg \int_{V^*} H_m^*(x_k, t_0) H_m^*(x_k, t_0) dV^*, \quad (2)$$

где координаты точки  $x_k \in V^*$ , а  $V^*$  — конечный объем области существования переменного магнитного поля, в котором сосредоточена основная доля его энергии;  $t_0$  — любой, произвольно зафиксированный момент времени.

Такое соотношение уровней напряженностей магнитных полей дает возможность утверждать, что преобразование  $U_{вх}(t) \rightarrow \vec{u}(x_m, t)$  является линейным. Общеизвестно, что для всех линейных физических систем справедлив принцип суперпозиции. Если известна реакция системы на гармоническое воздействие, то сумма реакций будет соответствовать сумме гармонических воздействий. Так как импульсный сигнал может быть представлен суммой гармонических сигналов, то можно утверждать, что по известной реакции линейной физической системы на гармоническое воздействие всегда можно определить отклик этой системы на импульсное воздействие. Последнее позволяет отказаться от постановки сложной в ре-



шении и в интерпретации полученных результатов нестационарной задачи об импульсном возбуждении упругих возмущений и перейти к стационарной постановке, в которой воздействие на систему и ее отклик предполагаются гармоническими изменяющимися во времени с частотой  $\omega$  по закону  $e^{i\omega t}$  ( $i = \sqrt{-1}$ ).

Если на электрическом входе УЗ преобразователя электромагнитного типа действует разность электрических потенциалов  $U_{вх} = U_0 e^{i\omega t}$ , где  $U_0$  — амплитудное значение, то на его механическом выходе формируется отклик  $\vec{u}(x_k, t) = \vec{u}(x_k, \omega) e^{i\omega t}$ , где  $\vec{u}(x_k, \omega)$  — амплитуда гармонически изменяющегося во времени вектора смещения материальных частиц.

При этом между амплитудами воздействия и отклика преобразователя существует линейная зависимость следующего вида:

$$\vec{u}(x_k, \omega) = U_0 \vec{W}(x_k, \omega, P),$$

где компоненты векторной функции  $\vec{W}(x_k, \omega, P)$ , т. е. величины  $W_m(x_k, \omega, P)$ , имеют смысл частотных характеристик УЗ преобразователя электромагнитного типа в режиме возбуждения  $m$ -го компонента вектора смещения материальных частиц металла;  $P$  — набор геометрических и физико-механических параметров преобразователя.

Очевидно, что основной целью математического моделирования преобразователей электромагнитного типа в режиме возбуждения УЗ волн является построение функции  $\vec{W}(x_k, \omega, P)$ , которая дает возможность определить параметры датчика.

**Формулировка концепций математического моделирования преобразователей электромагнитного типа при возбуждении УЗ волн.** С целью развития единого подхода к построению математических моделей УЗ преобразователей электромагнитного типа рассмотрим процессы в токопроводящем ферромагнетике при совместном воздействии на него переменного и постоянного во времени магнитных полей.

Изменяющиеся во времени смещения  $u_n(x_k, t)$  материальных частиц в объеме  $V$  токопроводящего ферромагнетика удовлетворяют уравнениям движения:

$$\sigma_{mn,m} - I_n - \rho_0 \ddot{u} = 0 \quad \forall x_k \in V, \quad (3)$$

а электромагнитные поля, возникающие в среде из-за поляризационных эффектов, уравнениям Максвелла:

$$\epsilon_{lpk} - E_{k,p} + \dot{B}_l = 0 \quad \forall x_k \in V, \quad (4)$$

$$\epsilon_{lpk} H_{k,p} - J_l - \dot{D}_l = 0 \quad \forall x_k \in V, \quad (5)$$

причем компоненты векторов  $\vec{B}$  и  $\vec{D}$  удовлетворяют условиям:

$$B_{l,l} = 0 \quad \forall x_k \in V, \quad D_{l,l} - \rho^e = 0 \quad \forall x_k \in V. \quad (6)$$

В уравнениях (3)–(6) приняты следующие обозначения:  $\sigma_{mn}$  — компонент тензора механических напряжений; запятая между индексами — дифференцирование записанного до запятой выражения по координате, индекс которой проставлен после запятой;  $L_n$  —  $n$ -й компонент силы Лоренца;  $\rho_0$  — плотность ферромагнетика; одна или две точки над символом физической величины обозначают первую или вторую производную по времени;  $\epsilon_{lpk}$  — компонент тензора Леви—Чивиты, равный +1 или -1 при четных или нечетных перестановках чисел 1, 2, 3 (индексов  $l, p, k$ ) и равный 0, когда любые два индекса из трех равны между собой;  $E_k$  и  $H_k$  — компоненты векторов напряженности электрического и магнитного полей;  $D_l$  и  $B_l$  — компоненты векторов индукции электрического и магнитного полей;  $\rho^e$  — объемная плотность свободных электрических зарядов;  $H_k$  — напряженность результирующего магнитного поля, т. е. величина  $H_k(x_k, t) = H_k^0(x_k) + H_k^*(x_k) e^{i\omega t} + h_k(x_k, t)$ , где  $h_k(x_k, t)$  —  $k$ -й компонент вектора напряженности внутреннего магнитного поля, которое возникает в объеме деформируемого ферромагнетика. Очевидно, что векторы  $H^*(x_k)$  и  $H^0(x_k)$  удовлетворяют уравнениям Максвелла.

Применительно к металлам, т. е. к электропроводящим средам, можно считать, что токи смещения с компонентами поверхностной плотности  $\vec{D}_l$  в уравнении (5) ничтожно малы (по крайней мере в мегагерцовом частотном диапазоне) по сравнению с токами проводимости. К тому же следует уточнить, что дальнейшее изложение будет вестись в предположении, что плотность сторонних свободных электрических зарядов  $\rho^e = 0$ . Эти два обстоятельства дают все основания полагать в дальнейшем  $\vec{D} = 0$ .

Уравнения движения (3) и уравнения Максвелла (4)–(5) связаны между собой уравнениями состояния магнитоэластичной среды [12], которые в первом приближении можно представить в следующем виде:

$$\sigma_{mn} = c_{mnkl}^H u_{k,l} - \frac{1}{2} m_{pqmn} H_p H_q, \quad (7)$$

$$B_s = M_{nskl} H_n u_{k,l} + \mu_{sm}^e H_m, \quad (8)$$

где  $c_{mnkl}^H$  и  $m_{pqmn}$  — компоненты тензоров модулей упругости и магнитоэластичных констант размагнитненного ферромагнетика;  $\mu_{sm}^e$  — компонент тензора магнитной проницаемости «зажатого» (недеформируемого) ферромагнетика. Для поликристаллических материалов тензоры  $c_{mnkl}^H$  и  $m_{pqmn}$  являются изотропными тензорами четвертого ранга



с компонентами  $c_{mnkl}^H = \lambda \delta_{mn} \sigma_{kl} + G(\delta_{mk} \delta_{nl} + \delta_{ml} \delta_{nk})$  и  $m_{pqmn} = m_2 \delta_{pq} \delta_{mn} + (m_1 - m_2)(\delta_{pm} \delta_{ql} + \delta_{pl} \delta_{qm})/2$ , где  $\lambda$  и  $G$  — константы Ламе;  $\delta_{ij}$  — символы Кронекера, равные единице при одинаковых индексах  $i, j$  и равные нулю в противном случае;  $m_1, m_2$  — экспериментально определяемые магнитоэлектрические константы, причем  $m_1 \leq 1 \text{ Н/м}^2$  и  $-m_1/2 \leq m_2 < 0$ .

Система уравнений (3) – (8) замыкается обобщенным законом Ома в дифференциальной форме:

$$J_i = r_{lk} (E_k + \epsilon_{kpq} \dot{u}_p B_q), \quad (9)$$

где  $r_{lk}$  — компоненты тензоров электрической проводимости ферромагнетика.

Тензоры магнитной проницаемости и электрической проводимости имеют матрицы диагонального типа. Следует заметить, что для движущейся токопроводящей среды соотношения (8) и (9) будут, в принципе, содержать добавки, величины которых обратно пропорциональны квадрату скорости распространения электромагнитных возмущений в среде. Очевидно, что в УЗ диапазоне частот этими добавками можно пренебречь.

Объемная плотность сил Лоренца определяется следующим образом:

$$L_n = \epsilon_{nrs} r_{rl} (E_l + \epsilon_{lpq} \dot{u}_p B_q) B_s. \quad (10)$$

Следовательно, совместное решение уравнений движения (3) и уравнений Максвелла (4), (5) с учетом связывающих и дополняющих их соотношений (6)–(10) дает возможность определить как упругую, так и электромагнитную составляющую единого электромагнитоупругого поля, существующего в объеме деформируемого и поляризованного постоянным магнитным полем металла.

Для упрощения представим совокупность дифференциальных уравнений (3)–(5) и дополняющих их материальных соотношений (6)–(10) в более компактной форме.

Подставим в уравнения движения (3) соотношения (7) и (10):

$$c_{mnkl}^H u_{k,m} - \frac{1}{2} m_{pqmn} (H_p H_q)_{,m} - \epsilon_{nrs} r_{rl} (E_l + \epsilon_{lpq} \dot{u}_p B_q) B_s - \rho_0 \ddot{u}_n = 0 \quad \forall x_k \in V. \quad (11)$$

С учетом сформулированных выше предположений уравнение Максвелла (5) приобретает следующий вид:

$$\epsilon_{lpk} H_{k,p} - r_{lr} (E_r + \epsilon_{rpq} \dot{u}_p B_q) = 0. \quad (12)$$

Для поликристаллических металлов с матрицей электрической проводимости диагонального типа решение системы уравнений (12) относительно компонент вектора напряженности электрического поля записывается в следующем виде:

$$E_k = \frac{1}{r_{kk}} \epsilon_{kml} H_{l,m} - \epsilon_{kpq} \dot{u}_p B_q. \quad (13)$$

По индексу  $k$  в правой части выражения (13) не суммировать.

Подставляя определенный формулой (13) компонент вектора  $\vec{E}$  в уравнения Максвелла (4), получаем дифференциальное уравнение для магнитного компонента магнитоупругого поля:

$$\epsilon_{ijk} \left[ \frac{1}{r_{kk}} \epsilon_{kml} H_{l,mj} - \epsilon_{kpq} (\dot{u}_p B_q)_{,j} \right] + \dot{B}_i = 0 \quad \forall x_k \in V. \quad (14)$$

Единственность решения системы уравнений (11) и (14) обеспечивается граничными условиями для упругой и электромагнитной составляющих поля:

$$n_n \left( c_{nmkl}^H u_{k,l} - \frac{1}{2} m_{pqmn} H_p H_q + M_{mn} \right) = 0 \quad \forall x_k \in S \quad (15)$$

$$n_s (m_{nskl} H_n u_{k,l} + \mu_{sn}^e H_m - \mu_0 \tilde{H}_s) = 0 \quad \forall x_k \in S \quad (16)$$

$$\epsilon_{ijk} n_j (H_k - \tilde{H}_k) = 0 \quad \forall x_k \in S \quad (17)$$

где  $\vec{n}$  — вектор единичной нормали к ограничивающей объем  $V$  поверхности  $S$ ;  $M_{mn}$  — компонент тензора напряжений Максвелла, причем  $M_{mn} = H_n B_m - (\delta_{mn} H_k B_k)/2$ ;  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума;  $H_m$  — компоненты вектора напряженности магнитного поля рассеяния, которое излучается в окружающее пространство деформируемым металлом, удовлетворяющие уравнению

$$\nabla^2 \vec{H} - \left( \frac{1}{c_0^2} \right) \ddot{\vec{H}} = 0 \quad \forall x_k \in (V^\infty - V)$$

в окружающем ферромагнетик пространстве ( $c_0$  — скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме) и обращаются в нуль на бесконечности.

При решении граничной задачи (11), (14)–(17) возникают две проблемы, которые можно кратко определить как нелинейность и связность.

Сопряженные с нелинейностью проблемы в значительной мере разрешаются с помощью метода полигармонических разложений [13]. Кроме того, в работе [14] показано, что в присутствии достаточно сильного поля подмагничивания, когда выполняется условие (2), полигармоническую магнитоупругую задачу (11), (14)–(17) можно привести к двум последовательно решаемым гармоническим граничным задачам.

Первая задача имеет смысл стационарной граничной задачи теории упругости о возбуждении гармонических волн системой внешних сил, которые распределены по объему  $V$  некоторой конечной области металла с объемной плотностью  $\vec{f}^*(x_k) e^{i\omega t}$  и по поверхности  $S$ , ограничивающей этот объем, с поверхностной плотностью



$\vec{\sigma}^*(x_k)e^{i\omega t}$ . Для амплитуд гармонически изменяющихся во времени полей упругих смещений и сил эта задача формулируется следующим образом:

$$c_{nmkl}^H u_{k,lm} + \rho_0 \omega^2 u_n - f_n^* = 0 \quad \forall x_k \in V, \quad (18)$$

$$n_j (c_{ijkl}^H u_{k,l} - \sigma_{ij}^*) = 0 \quad \forall x_k \in S. \quad (19)$$

При электромагнитном возбуждении УЗ волн в металлах неферромагнитной группы  $f_n^* = L_n$  и  $\sigma_{ij}^* = H_i^* B_j^0 - (\sigma_{ij} H_k^* B_k^0)/2$ . Для ферромагнетиков  $f_n^* = m_{ijm}^0 (H_i^* H_j^*)_{,m}$  и  $\sigma_{ij}^* = m_{mnij}^0 H_m^* H_n^*$ . При этом полагаем, что внутреннее магнитное поле не влияет на качественные и количественные характеристики процесса возбуждения УЗ волн в ферромагнетиках.

Вторая задача позволяет определить компоненты вектора напряженности внутреннего магнитного поля по найденным в результате решения граничной задачи (18), (19) компонентам  $u_m(x_k)e^{i\omega t}$  вектора смещения материальных частиц ферромагнитного металла.

Формулировка этой задачи в терминах амплитуд гармонически изменяющихся во времени физических полей будет иметь следующий вид:

$$\epsilon_{mqi} \left( \frac{1}{r_u} \epsilon_{lpk} h_{k,pq} \right) + i\omega \mu_{mp}^e h_p + i\omega m_{pmkl} H_p^0 u_{k,l} = 0 \quad \forall x_k \in V^{(+)}, \quad (20)$$

$$\epsilon_{kmn} n_m (h_n - \tilde{H}_n) = 0 \quad \forall x_k \in S^{(+)}, \quad (21)$$

$$n_m (m_{pmij} H_p^0 U_{i,j} + \mu_{mn}^* h_n - \mu_0 \tilde{H}_m) = 0 \quad \forall x_k \in S^{(+)}, \quad (22)$$

где  $V^{(+)}$  и  $S^{(+)}$  — объем металла и ограничивающая его поверхность за пределами области приложения внешних сил;  $\tilde{H}_m$  — компоненты магнитного поля рассеяния.

Решение задачи (20)–(22) позволяет определить динамическое магнитное состояние деформируемого ферромагнетика с учетом скин-эффекта и потерь энергии, обусловленных излучением электромагнитных волн в окружающее пространство. Если не учитывать внутреннее магнитное поле, то за пределами области существования переменного магнитного поля преобразователя амплитудное значение гармонически изменяющейся во времени магнитной индукции деформируемого ферромагнетика, как следует из уравнения (8), будет определяться следующим образом:  $B_s = m_{nskl} H_n^0 u_{k,l}$ . Это определение динамического магнитного состояния металла противоречит фундаментальному условию отсутствия магнитных зарядов, т. е. условию  $B_{m,m} = 0$ . Поэтому определение динамического магнитного состояния деформируемого ферромагнетика определим как

$$B_s = m_{nskl} H_n^0 u_{k,l} + \mu_{sp}^e h_p, \quad (23)$$

где  $h_p$  — компонента вектора напряженности внутреннего магнитного поля, определенная в результате решения граничной задачи (20)–(22).

Соотношение (23) является отправным пунктом при построении математической модели преобразователя электромагнитного типа в режиме регистрации УЗ волн в ферромагнитных металлах.

Последовательное решение граничных задач (18), (19) и (20)–(22) позволяет приближенно описать напряженно-деформированное и динамическое магнитное состояние поляризованного постоянным магнитным полем ферромагнетика при локальном воздействии на него переменного магнитного поля УЗ преобразователя. Предлагаемый подход к описанию физического состояния ферромагнитного металла можно назвать методом последовательного приближения.

Деформирование в присутствии постоянного магнитного поля металла неферромагнитной группы сопровождается появлением конвективных электрических токов [15]. Амплитудное значение  $j_k(x_m)$   $k$ -й компоненты вектора поверхностной плотности этого тока определяется следующим образом:

$$j_k(x_m) = i \omega r \mu_0 \epsilon_{kmn} u_n(x_m) H_m^0(x_m), \quad (24)$$

где  $r$  — компонента шарового тензора удельной электрической проводимости, амплитуды компонентов вектора смещения которых определяются в результате решения граничной задачи (18), (19).

Выражение (24) является основополагающим при построении математической модели преобразователя электромагнитного типа в режиме приема УЗ волн, распространяющихся в металлах неферромагнитной группы.

Таким образом, решение граничной задачи (18), (19) позволяет определить смещения материальных частиц металла при локальном воздействии на него переменным магнитным полем преобразователя электромагнитного типа и построить частотную характеристику  $\vec{W}(x_k, \omega, P)$ , т. е. математическую модель преобразователя. Помимо этого, решения граничной задачи (18), (19) дают возможность определить динамическое электрическое и магнитное состояние деформируемого металла.

## Выводы

Сформулирован концептуальный подход к решению проблемы возбуждения акустических колебаний в электропроводных ферромагнитных металлах с учетом параметров преобразователя, свойств материала, характеристик возбуждающего сигнала, содержащий уравнение движения частиц металла, уравнения Максвелла и обобщенный за-



кон Ома в дифференциальной форме для проводников с усложненными свойствами.

Определены пути решения задач по нахождению упругих смещений, возбуждаемых преобразователем электромагнитного типа в металлах ферромагнитной и неферромагнитной групп.

1. *Неразрушающий контроль*: Справ.: В 7 т. Под общ. ред. В. В. Клюева. Т.3: Ультразвуковой контроль / И. Н. Ермолов, Ю. В. Ланге. — М.: Машиностроение, 2004. — 864 с.
2. Сучков Г. М. Розвиток теорії і практики створення приладів для електромагнітно-акустичного контролю металовиробів: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. — Харків, НТУ «ХП», 2005. — 37 с.
3. Петрищев О. Н. Теоретичні основи розрахунку та проектування ультразвукових перетворювачів електромагнітного типу: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. — Київ, НТУУ «КП», 2009. — 36 с.
4. Мужичкий В. Ф., Ремезов В. Б., Комаров В. А. К основам ЭМА толщинометрии с помощью накладных преобразователей. IV. Обратное и двойное ЭМАП в тангенциальном поляризованном поле // Дефектоскопия. — 2007. — № 2. — С. 35–52.
5. Сучков Г. М., Алексеев Е. А., Захаренко В. В. Энерго- и ресурсосберегающие приборы и технологии неразрушающего контроля // Техн. диагностика и неразруш. контроль. — 2006. — № 4. — С. 29–34.
6. Сучков Г. М. Возможности современных ЭМА толщиномеров // Дефектоскопия. — 2004. — № 12. — С. 16–25.
7. Сучков Г. М. Современные возможности ЭМА дефектоскопии // Там же. — 2005. — № 12. — С. 24–39.
8. Сучков Г. М., Донченко А. В. Реальная чувствительность ЭМА приборов // Там же. — 2007. — № 6. — С. 43–50.
9. Повышение чувствительности ЭМА приборов / Г. М. Сучков, А. В. Донченко, А. В. Десятниченко и др. // Там же. — 2008. — № 2. — С. 15–22.
10. Портативные электромагнитно-акустические толщинометры (ЭМАТ) / Г. Я. Безлюдько, Е. В. Долбня, Н. Г. Лещенко и др. // Там же. — 2004. — № 4. — С. 28–35.
11. Применение ЭМА толщиномеров А1270 для контроля проката из алюминиевых сплавов / А. А. Самокрутов, В. Т. Бобров, В. Г. Шевалдыкин и др. // В мире неразруш. контроля. — 2002. — № 4(18). — С. 24–28.
12. Власов К. Б. Некоторые вопросы теории упругих ферромагнитных (магнитоэластических) сред // Изв. АН СССР. Серия Физическая. — 1957. — 21, № 8. — С. 1140–1148.
13. Петрищев О. Н. Метод полигармонических разложений — новый подход к решению нелинейных задач магнитоупругости // Акустика и ультразвуковая техника. — 1987. — Вып. 2. — С. 85–90.
14. Петрищев О. Н. Возбуждение волн Рэлея в металлической полосе, поляризованной постоянным магнитным полем // Акустичний вісник. — 2005. — № 1. — С. 85–95.
15. Бардзокас Д. И., Кудрявцев Б. А., Сенюк Н. А. Распространение волн в электромагнитоупругих средах. — М.: Едиториал УРСС, 2003. — 236 с.

Поступила в редакцию  
17.06.2011

## 14-я МЕЖДУНАРОДНАЯ НАУЧНО-ПРАКТИЧЕСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ «ТЕХНОЛОГИИ УПРОЧНЕНИЯ, НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ И РЕМОНТА: ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА»

17–20 апреля 2012

Санкт-Петербург

«Бизнес-отель «Карелия»

**Санкт-Петербургский государственный политехнический университет и научно-производственная фирма «ПЛАЗМАЦЕНТР» при поддержке Северо-Западного федерального округа Российской Федерации и Комитета экономического развития, промышленной политики и торговли Санкт-Петербурга приглашают сотрудников высшей школы, научных работников и аспирантов принять участие в конференции, посвященной:**

• конструкционным, технологическим и эксплуатационным методам повышения долговечности надежности изделий;

• технологиям наплавки, напыления, сварки, осаждения, модификации;

• технологиям ремонта — диагностике, дефектации, мойке, очистке, восстановлению размеров, обработке покрытий, окраске, консервации.

**Основные технологии упрочнения, нанесения покрытий и ремонта будут рассмотрены на секциях:**

• упрочнение и модификация поверхности

• восстановление заданной геометрии

• механическая обработка нанесенных покрытий

• диагностика, дефектация, мойка и очистка

• окраска и консервация

Тел.: +7(812) 444 93 37, +7(921) 973 46 74,

факс: +7(812) 444 93 36, e-mail: [info@plasmacentre.ru](mailto:info@plasmacentre.ru)