ПРИНЦИПЫ РАСЧЕТА ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭМА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ В РЕЖИМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

О. Н. Петрищев, Национальный технический университет Украины (КПИ)

В работе сформулированы задачи, последовательное решение которых позволяет построить математические модели ЭМА преобразователей.

Вынесенная в заголовок аббревиатура «ЭМА» означает «электромагнитно-акустический». Это сокращение общепринято термином в области неразрушающего контроля конструкций. Преобразователи электромагнитного типа применяются в приборах неразрушающего контроля и в ультразвуковых линиях задержки, которые входят в состав устройств обработки информации.

Структурная схема излучающего преобразователя показана на рис.1. Аббревиатурами ИПМП и ИППП на рис.1 обозначены источники переменного и постоянного магнитного поля. Все ИПМП питаются переменным электрическим током (символ i*(t) на рис.1) и поэтому в структуре преобразователя естественным образом выделяется электрический вход. Переменное магнитное поле создается с помощью катушек различной формы и магнитных головок (катушек с ферромагнитным сердечником). В качестве ИППП в конструкциях преобразователей применяются постоянные магниты, соленоиды и более сложные токопроводящие структуры. По этой причине обобщенная структурная схема электроакустического преобразователя электромагнитного типа (аббревиатура ЭАП ЭМП на рис. 1) может иметь так называемый управляющий электрический вход, на который подается воздействие в виде постоянного электрического тока (символ I^0 на рис. 1).

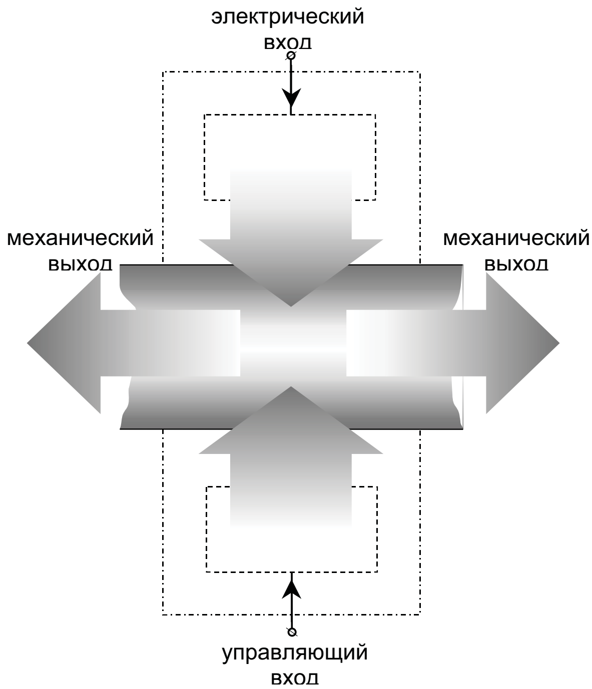

Рис.1.

Собственно электромагнитно - акустическое преобразование энергии происходит в металлическом образце – упругом волноводе (аббревиатура УВ на рис. 1). Если металл не является ферромагнетиком, то возбуждение ультразвуковых волн происходит за счет пондеромоторного действия электромагнитного поля, которое в объеме электропроводящего образца проявляется в виде сил Лоренца, а на ограничивающей объем поверхности определяется компонентами тензора напряжений Максвелла. В том случае, когда упругий волновод изготовлен из ферромагнитного металла, роль основного механизма возбуждения ультразвуковых колебаний берет на себя прямой магнитострикционный эффект, или, как часто говорят и пишут, эффект Джоуля.

Из области нагружения упругого волновода переменным магнитным полем, вектор напряженности которого на рис. 1 обозначен символом $\vec{H}^{*}(x_k,t)$, и постоянным магнитным полем (символ $\vec{H}(x_k)$), подводимая энергия уносится ультразвуковыми волнами (символы $\vec{u}^{(\mp)}(x_k)$). Так как переменное магнитное поле при удалении от источника на два – три характерных размера уменьшается по интенсивности более чем на два порядка, то можно говорить, что процесс трансформации энергии электромагнитного поля в упругие смещения $\vec{u}^{(\mp)}(x_k)$ материальных частиц происходит именно в этой области. По этой причине любое поперечное сечение ультразвукового волновода за пределами области преобразования можно рассматривать как механический выход электроакустического преобразователя электромагнитного типа.

Математической моделью ЭАП ЭМТ будем называть векторную функцию $\vec{W}^{u}(x_k,P)$ (x_k – координаты точки в плоскости поперечного сечения волновода; P – набор физико-механических и геометрических параметров элементов ЭАП ЭМТ), которая связывает между собой воздействие на электрическом входе и отклик на механическом выходе преобразователя, т. е.

$$\vec{u}(x_k,t) = i^*(t)\vec{W}^{u}(x_k,P). \qquad (1)$$

Если силу тока рассматривать как амплитудное значение гармонически изменяющегося во времени процесса, то в этом случае передаточная функция $\vec{W}^{u}(x_k,P)$ приобретает смысл частотной характеристики преобразователя.

Очевидно, что рациональное конструирование ультразвуковых приборов, в состав которых входят ЭАП ЭМТ, возможно лишь тогда, когда в распоряжении разработчика имеется математическая модель преобразователя в достаточной мере адекватная реальному объекту. Несмотря на полувековое использование различных ЭАП ЭМТ в разнообразных областях науки и техники [1, 2], можно говорить о том, что теория электроакустических преобразователей электромагнитного типа не соответствует современному состоянию ультразвукового приборостроения. Имеются лишь разрозненные, не объединенные общей концепцией и поэтому имеющие характер частных случаев результаты [2, 3]. В этой связи представляется актуальным развитие единого подхода к построению математических моделей ЭАП ЭМТ, который бы естественным образом учитывал особенности волноводного распространения упругих колебаний, фундаментальные закономерности и факты электродинамики, а также основные результаты феноменологической теории магнитострикционных явлений, которая была создана усилиями К. Б. Власова [4, 5]. Имея целью создание такого подхода, рассмотрим процессы, которые развиваются в токопроводящем ферромагнетике при совместном воздействии на него переменного и постоянного во времени магнитных полей.

Предположим, что электрическом входе ЭАП ЭМТ существует изменяющееся во времени t воздействие i*(t). Изменяющиеся во времени смещения $u_n(x_k,t)$ материальных частиц в объеме V токопроводящего ферромагнетика удовлетворяют уравнениями движения

$$u_{mn,m} + L_n + \rho_0 \ddot{u}_n = 0 \forall x_k \in V, \qquad (2)$$

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

$$\varepsilon_{lpk} E_{k,p} + \dot{B}_l = 0 \forall x_k \in V, \qquad (3)$$

$$\varepsilon_{lpk} H_{k,p} - J_l - \dot{D}_l = 0 \forall x_k \in V, \qquad (4)$$

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

$$B_{l,l} = 0 \forall x_k \in V, \quad D_{l,l} - \rho^e = 0 \forall x_k \in V. \tag{5}$$

В уравнениях (2) – (5) приняты следующие обозначения: σ_{mn} – компонент тензора механических напряжений; запятая между индексами означает дифференцирование записанного до запятой выражения по координате, индекс которой проставлен после запятой; L_n – n-й компонент силы Лоренца; ρ_0 – плотность ферромагнетика; одна или две точки над символом физической величины обозначают первую или вторую производную по времени; ε_{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 поля; D_l и B_l – компоненты векторов индукции электрического и магнитного поля; ρ^e – объемная плотность свободных электрических зарядов.

Уравнения движения (2) и уравнения Максвелла (3) – (5) связаны между собой уравнениями состояния магнитострикционной среды [4, 5], которые в первом приближении можно представить в следующем виде

$$\sigma_{mn} = c^H_{mnkl} u_{k,l} - \frac{1}{2} m_{pqmn} \hat{H}_p \hat{H}_q, \tag{6}$$

$$\hat{B}_s = m_{nskl} \hat{H}_n u_{k,l} + \mu^\varepsilon_{sm} \hat{H}_m, \tag{7}$$

где c^H_{mnkl} и m_{pqmn} - компоненты тензоров модулей упругости и магнитострикционных констант размагниченного ферромагнетика; $\hat{H}_p = H^0_p + H^*_p + H_p$ и $\hat{B}_p = B^0_p + B^*_p + B_p$; H^0_p, B^0_p и H^*_p, B^*_p удовлетворяют уравнениям магнитостатики и электродинамики по определению и поэтому они не фигурируют в уравнениях Максвелла (3) - (4); μ^ε_{sm} - компонент тензора магнитной проницаемости «зажатого» (недеформируемого) ферромагнетика. Для поликристаллических материалов тензоры c^H_{mnkl} и m_{pqmn} являются изотропными тензорами четвертого ранга с компонентами $c^H_{mnkl} = \lambda \delta_{mn}\delta_{kl} + G(\delta_{mk}\delta_{nl} + \delta_{ml}\delta_{nk})$ и $m_{pqmn} = m_2 \delta_{pq}\delta_{mn} + (m_1 - m_2)(\delta_{pm}\delta_{ql} + \delta_{pl}\delta_{qm})/2$, где λ и G - константы Ламе; δ_{ij} - символы Кронекера, равные единице при одинаковых индексах i, j и равные нулю в противном случае; m_1 и m_2 экспериментально определяемые магнитострикционные константы, причем $m_1 \leq 1 Н/м^2$ и $-m_1/2 \leq m_2 < 0$. Система уравнений (2) – (7) замыкается обобщенным законом Ома в дифференциальной форме и материальным соотношением для электрического поля

$$J_l = \rho^e \dot{u}_l + r_{lk}(\hat{E}_k + \varepsilon_{kpq} \dot{u}_p \hat{B}_q), \quad \hat{D}_l = \chi_{lk} \hat{E}_k, \tag{8}$$

где r_{lk} и χ_{lk} - компоненты тензоров электрической проводимости и диэлектрической проницаемости ферромагнетика; $\hat{E}_k = E^*_k + E_k$; E^*_k - амплитуда переменного электрического поля, сопряженного с переменным магнитным полем $\vec{H}^*(x_k)$. Тензоры магнитной и диэлектрической проницаемости, а также тензор электрической проводимости имеют матрицы диагонального типа. Силы Лоренца при $\rho^e = 0$ определяются следующим образом

$$L_n = \varepsilon_{nls} r_{lk}(\hat{E}_k + \varepsilon_{kpq} \dot{u}_p \hat{B}_q)\hat{B}_s. \tag{9}$$

Последняя запись позволяет объединить соотношения (2) – (7)

$$c^H_{mnkl} u_{k,lm} - \frac{1}{2} m_{pqmn}(\hat{H}_p \hat{H}_q)_{,m} + r_{nm}\varepsilon_{mrs}(\hat{E}_r + \varepsilon_{rpq}\dot{u}_p \hat{B}_q)\hat{B}_s - \rho_0 \ddot{u}_n = 0 \forall x_k \in V, \tag{10}$$

$$\varepsilon_{rsl}\varepsilon_{lpk}\hat{H}_{k,ps}+\chi_{rn}\ddot{\hat{B}}_n+r_{rm}\dot{\hat{B}}_m-r_{rj}\varepsilon_{jsl}(\varepsilon_{lpq}\dot{u}_p\hat{B}_q)_{,s}=0\forall x_k\in V, \tag{11}$$

Единственность решения системы уравнений (10) – (11) обеспечивается граничными условиями для упругой и электромагнитной составляющей магнитоупругого поля

$$n_n\left(c^H_{mnkl}u_{k,l}-\frac{1}{2}m_{pqmn}\hat{H}_p\hat{H}_q+M_{mn}\right)=0\forall x_k\in S, \tag{12}$$

$$n_s(m_{nskl}\hat{H}_n u_{k,l}+\mu^{\varepsilon}_{sm}H_m-\mu_0\tilde{H}_s)=0\forall x_k\in S, \tag{13}$$

$$\varepsilon_{ijk}n_j(H_k-\tilde{H}_k)=0\forall x_k\in S, \tag{14}$$

где $\vec{n}$ - вектор единичной нормали к ограничивающей объем V поверхности S; M_{mn} - компонент тензора напряжений Максвелла, причем $M_{mn}=\hat{E}_n\hat{D}_m+\hat{H}_n\hat{B}_m-\delta_{mn}(\hat{E}_k\hat{D}_k+\hat{H}_k\hat{B}_k)/2$; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; $\tilde{H}_m$ - компоненты вектора напряженности магнитного поля рассеяния, удовлетворяющие уравнению $\nabla^2\vec{\tilde{H}}+(1/c_0^2)\ddot{\vec{\tilde{H}}}=0\forall x_k\in V^\infty-V$ в окружающем ферромагнетик пространстве (c_0 – скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме) и обращающиеся в нуль на бесконечности.

При решении граничной задачи (10) – (14) приходится преодолевать два препятствия, которые можно кратко определить как нелинейность и связность.

Сопряженные с нелинейностью проблемы в значительной мере разрешаются с помощью метода полигармонических разложений [6]. Основная идея метода заключается в том, что при существовании на электрическом входе ЭАП ЭМТ гармонически изменяющегося во времени воздействия $i^*(t)=I^*e^{i\omega t}$ (I^* - амплитудное значение тока; ω - круговая частота) любое физическое поле $\Phi(x_k,t)$ в системе можно представить в виде разложения по гармоническим функциям параметра t, т. е.

$$\Phi(x_k,t)=\sum_{\nu=0}^{\infty}\Phi^{(\nu)}(x_k,\nu\omega)e^{i\nu\omega t}. \tag{15}$$

Пользуясь представлением (15), можно избавиться от производных по времени в уравнениях (10) и (11) и выполнить оценку порядков величин, которые в них входят. На частотах порядка единиц мегагерц и напряженностях магнитных полей порядка одного килоампера на метр для среднестатистических ферромагнетиков все компоненты уравнения (10), за исключением третьего слагаемого, имеют порядок 10^9 Н/м^3. Третье слагаемое имеет порядок 10^4 Н/м^3, т. е. его можно не учитывать при анализе напряженно-деформированного состояния ферромагнетика. По той же причине (очевидная малость) можно отбросить второе и четвертое слагаемые в уравнении (11).

С учетом сделанных оценок, запишем дифференциальные уравнения, которым удовлетворяют нулевая, первая и вторая гармонические составляющие магнитоупругого поля

$$c^H_{mnkl}u^{(0)}_{k,ln}-\frac{1}{2}m_{pqmn}\left\{\left[H^0_p+H^{(0)}_p\right]\left[H^0_q+H^{(0)}_q\right]\right\}_{,n}=0\forall x_k\in V, \tag{16$_1$}$$

$$\varepsilon_{mql}\varepsilon_{lpk}\left[H^0_k+H^{(0)}_k\right]_{,pq}=0\forall x_k\in V, \tag{16$_2$}$$

$$c^H_{mnkl}u^{(1)}_{k,ln}-\frac{1}{2}m_{pqmn}\left\{\left[H^0_p+H^{(0)}_p\right]\left[H^*_q+H^{(1)}_q\right]\right\}_{,n}+\rho_0\omega^2u^{(1)}_m=0\forall x_k\in V, \tag{17$_1$}$$

$$\varepsilon_{mql}\varepsilon_{lpk}H^{(1)}_{k,pq}+i\omega r_{mn}\left\{m_{pnkl}\left[(H^0_p+H^{(0)}_p)u^{(1)}_{k,l}+H^{(1)}_pu^{(0)}_{k,l}\right]+\mu^{\varepsilon}_{mp}H^{(1)}_p\right\}=0\forall x_k\in V, \tag{17$_2$}$$

При записи системы уравнений (17_2) было учтено, что $\vec{H}^*$ удовлетворяет уравнениям Максвелла по определению.

Единственность решения систем уравнений (16) – (17) обеспечивается граничными условиями (12) – (14), которые записываются по отдельности для каждой гармонической составляющей магнитоупругого поля. При записи условий (12) компоненты M_{mn} можно не принимать во внимание, так как они почти что на четыре порядка меньше первых двух слагаемых.

Рассмотрим магнитостатическую задачу (16_1) – (16_2). Компоненты вектора $\vec{H}^0$ удовлетворяют уравнениям магнитостатики по определению и поэтому уравнение (16_2) принимает более простой вид $\varepsilon_{lpk}H^{(0)}_{k,p} = 0 \forall x_k \in V$, что свидетельствует о потенциальном характере магнитного поля $\vec{H}^{(0)}$. Введем магнитостатический потенциал $\Phi^м$ такой, что $H^{(0)}_q = -\Phi^м_{,q}$. Полагая, что в любой точке объема V выполняется неравенство $\left|\vec{H}^0\right| >> \left|\vec{H}^{(0)}\right|$, из первого условия (5) получаем уравнение для магнитостатического потенциала

$$\delta_{sm}\mu^{\varepsilon}_{sm}\Phi^м_{,ms} - m_{nskl}(H^0_n u^{(0)}_{k,l})_{,s} = 0 \forall x_k \in V. \tag{18}$$

При тех же условиях уравнение (16_1) принимает вид

$$c^H_{mnkl}u^{(0)}_{k,ln} - \frac{1}{2}m_{pqmn}(H^0_p H^0_q)_{,n} = 0 \forall x_k \in V, \tag{19}$$

Если поле подмагничивания $\vec{H}^0$ однородно, по крайней мере в области преобразования (в области существования переменного магнитного поля), то, как следует из уравнений (19), статические деформации обращаются в нуль и вместе с ними становятся равными нулю компоненты вектора $\vec{H}^{(0)}$. В противном случае решения системы уравнений (19) должны удовлетворять граничным условиям $n_n\left(c^H_{mnkl}u_{k,l} - \frac{1}{2}m_{pqmn}H^0_p H^0_q\right) = 0 \forall x_k \in S$. При этом решение уравнения (18) удовлетворяет следующим условиям

$$n_s(m_{nskl}H^0_n u_{k,l} - \mu^{\varepsilon}_{sm}\Phi^м_{,m} - \mu_0 H^0_s) = 0 \forall x_k \in S,\ \varepsilon_{ijk}n_j(\Phi^м_{,k} + H^0_k) = 0 \forall x_k \in S.$$

Таким образом, применение метода полигармонических разложений позволяет свести решение нелинейной магнитоупругой задачи к последовательному решению ряда линейных краевых задач, причем решение предыдущей по номеру задачи формирует правые части в дифференциальных уравнениях и граничных условиях последующей по номеру граничной задачи.

Совместное решение системы уравнений (17_1), (17_2) доставляет информацию о характерных особенностях напряженно-деформированного состояния ферромагнетика, обусловленных взаимодействием (связностью) упругих и магнитных полей. Сразу нужно сказать, что это далеко нетривиальная задача. Уровень сложности задач такого сорта наглядно и убедительно показан в монографии [7] на примере пьезоэлектрических упругих волноводов. Вместе с тем общеизвестно, что связность электрических (или магнитных) и упругих полей в пьезоактивных материалах проявляется прежде всего в изменении значений модулей упругости деформируемого твердого тела. Величина модулей упругости становится зависимой от режима деформирования. В случае деформирования поляризованных ферродиэлектриков (ферритов) плоскими ультразвуковыми волнами их модули упругости определяются следующим образом

$$c^{B}_{nlrf} = c^{H}_{nlrf} + m_{ufrl} H^{0}_{u} \frac{(m_{pkrj} H^{0}_{p} n_j n_k)}{(\mu^{\varepsilon}_{sm} n_m n_s)}, \tag{20}$$

где n_j - компоненты вектора единичной нормали в направлении распространения плоской волны; в скобки взяты суммы по дважды повторяющимся индексам, которые вычисляются независимо друг от друга. Из выражения (21) следует, что изотропный в размагниченном состоянии ферромагнетик при намагничивании постоянным полем приобретает свойства анизотропного деформируемого твердого тела с осью симметрии четвертого порядка. Те же закономерности присущи электропроводному ферромагнетику. Распространение плоских магнитоупругих волн в этих материалах рассмотрено в работе [8]. В общем можно утверждать, что эффект связности магнитных и упругих полей приводит к сравнительно небольшой анизотропии упругих свойств поляризованных поликристаллических ферромагнетиков. Модули упругости получают добавки, величины которых не превосходят 20 % от номинального значения. Все это дает основание для вывода о том, что связность упругих и магнитных полей не оказывает существенного влияния на качественный состав (по крайней мере, в области низких частот) возбуждаемых ультразвуковых колебаний. Изменяются лишь числовые значения частот запирания и скоростей распространения нормальных волн. По этой причине решение системы уравнений (17) можно выполнить с помощью методов теории возмущений.

Для достижения целей, которые преследуются при построении математических моделей электроакустических преобразователей электромагнитного типа, систему уравнений магнитоупругости (17) можно разорвать, положив равной нулю величину $H^{(1)}_q$ в уравнениях (17_1). Если решение системы уравнений рассматривать как разложение в ряд по степеням малого параметра – квадрата коэффициента магнитомеханической связи, который не превышает 0,2, то это соответствует нулевому приближению к точному решению магнитоупругой задачи. При выполнении этой процедуры магнитоупругая задача распадается на краевую задачу теории упругости

$$c^{H}_{mnkl} u_{k,ln} + \rho_0 \omega^2 u_n - f^{*}_n = 0 \forall x_k \in V, \tag{21}$$

$$n_j (c^{H}_{ijkl} u_{k,l} + \sigma^{*}_{ij}) = 0 \forall x_k \in S, \tag{22}$$

о возбуждении упругих колебаний системой объемных $\vec{f}^{\,*}$ и поверхностных нагрузок σ^{*}_{ij} и граничную задачу электродинамики об индуцированных магнитных полях в деформируемом ферромагнетике. Для первой гармоники индуцированного магнитного поля эта задача формулируется следующим образом

$$\varepsilon_{mql}\varepsilon_{lpk} H^{(1)}_{k,pq} + i\omega r_{mn} \{[m_{qnkl} u^{(0)}_{k,l} + \mu^{\varepsilon}_{nq}] H^{(1)}_q\} + i\omega r_{mn} m_{mqij} [H^{0}_q u^{(1)}_{i,j} + H^{*}_q u^{(0)}_{i,j}] = 0 \forall x_k \in V, \tag{23}$$

$$\left.\begin{aligned} &\varepsilon_{kmn} n_m [H^{(1)}_n - \tilde{H}_n] = 0 \forall x_k \in S, \\ &n_m \{m_{pmij} [H^{0}_p u^{(1)}_{i,j} + H^{*}_p u^{(0)}_{i,j}] + \mu^{\varepsilon}_{mn} H^{(1)}_n - \mu_0 \tilde{H}_m\} = 0 \forall x_k \in S, \end{aligned}\right\} \tag{24}$$

где компоненты вектора $\vec{\tilde{H}}$ удовлетворяют уравнению

$$\varepsilon_{klm}\varepsilon_{mpq} \tilde{H}_{q,pl} - (\omega / c_0)^2 \tilde{H}_k = 0 \forall x_k \notin V$$

и обращаются в нуль при бесконечном удалении от поверхности S. При записи уравнений (23) было учтено, что компоненты вектора $\vec{H}^{*}$ удовлетворяют уравнениям Максвелла по определению.

Решение граничной задачи (21) – (22) является центральным моментом в деле построения математической модели ЭАП ЭМТ в режиме возбуждения ультразвуковых коле баний. Именно на этом этапе определяются амплитуды смещений материальных частиц $\vec{u}^{(\pm)}(x_k, t)$ на механическом выходе преобразователя как функции воздействий на электрическом и управляющем входах преобразователя и учитывается набор геометрических и физических параметров источников постоянного и переменного магнитного поля. Опыт решения такого сорта задач [9,10] дает основания для утверждения, что в составе выражений для расчета амплитуд нормальных волн содержатся фурье-преобразования компонентов векторов $\vec{H}^0$ и $\vec{H}^*$ по координате в направлении распространения упругих волн. При этом параметром интегрального преобразования является волновое число распространяющейся волны. Это обстоятельство позволяет применять интегральное преобразование Фурье с наперед известным параметром преобразования при решении задач электродинамики в ходе расчетов магнитных полей, которые создаются различными элементами электроакустического преобразователя. Последнее существенно облегчает расчеты магнитных полей в многосвязных кусочно-однородных в смысле магнитных свойств средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мей Дж. Волноводные ультразвуковые линии задержки // Физическая акустика. Т. 1, часть А. Методы и приборы ультразвуковых исследований. – М.: Мир, 1966. С. 489 – 565.

2. Комаров В.А. Квазистационарное электромагнитно – акустическое преобразование в металлах. – Свердловск, УНЦ АН СССР, 1986. – 235 с.

3. Петрищев О.Н., Шпинь А.П. Ультразвуковые волноводные магнитострикционные системы. – Киев, изд-во Киевского государственного университета, 1989. – 132 с.

4. Власов К. Б. Некоторые вопросы теории упругих ферромагнитных (магнитострикционных) сред // Изв. АН СССР, сер. физ., 1957, **21**, №8. С. 1140 –1148.

5. Власов К. Б. Некоторые вопросы теории механических, магнитных, тепловых, магнитомеханических, термомагнитных и термоупругих свойств магнитоупругой среды // Труды ИФМ УНЦ АН СССР, Свердловск, 1958. Вып. 20. С. 71 – 89.

6. Петрищев О.Н. Метод полигармонических разложений – новый подход к решению нелинейных задач магнитоупругости// Акустика и ультразвуковая техника. 1987. Вып. 22. С. 85 – 90.

7. Механика связанных полей в элементах конструкций. Т.5. Электроупругость / Гринченко В. Т., Улитко А. Ф., Шульга Н. А. – Киев: Наукова думка, 1989. – 280 с.

8. Петрищев О. Н. Магнитоупругие волны в поляризованных поликристаллических материалах // Вестник Киев. политехн. ин-та. Электроакустика и звукотехника. – 1990. Вып. 14. С. 23 – 35.

9. Гринченко В. Т., Петрищев О. Н. Возбуждение внешним магнитным полем упругих колебаний в продольно поляризованной магнитострикционной полосе // Прикл. механика. 1986. **22**. №7. С. 60 –65.

10. Гринченко В. Т., Петрищев О. Н. Изучение закономерностей процесса возбуждения упругих волн при сложном нагружении участка изотропной упругой полосы // Изв. АН Арм. ССР. Механика. 1987. **40**. №6. С. 22 – 31.