

НЕОДНОРОДНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В КУБИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ

© В.Д.Бучельников*, Р.С.Ильясов, В.А.Комаров

*Челябинский государственный университет,
454136 Челябинск, Россия
Физико-технический институт Уральского отделения
Российской академии наук,
426001 Ижевск, Россия
(Поступила в Редакцию 1 августа 1995 г.
В окончательной редакции 12 марта 1996 г.)

Исследовано влияние магнитоупругой и упругой анизотропии на эффективность возбуждения упругих волн при неоднородном электромагнитно-акустическом преобразовании (ЭМАП) в кубических ферромагнитных металлах. Показано, что анизотропию свойств ферромагнитного металла следует учитывать при разработке методов бесконтактного исследования твердых тел с помощью ЭМАП.

Изучению явления электромагнитно-акустического преобразования (ЭМАП) в ферромагнитных металлах и его механизмов посвящено значительное количество работ (см., например, монографию [1], обзор [2] и ссылки в них). При этом обычно используются два подхода к исследуемой задаче. В первом из них [2-4] предполагают, что преобразователь, создающий и принимающий электромагнитные колебания, является бесконечным, т.е. поле, создаваемое им, однородно. Такое предположение значительно упрощает решение задач по исследованию особенностей механизмов ЭМАП в металлах. Однако, хотя в этом случае и удастся понять многие закономерности ЭМАП в ферромагнетиках, тем не менее он далек от реальности. Реальные преобразователи конечно же имеют ограниченные размеры, обычно сравнимые с размерами исследуемых материалов. Во втором подходе [1] учитывается конечность преобразователей ЭМАП. При этом электромагнитное поле, создаваемое таким преобразователем, является неоднородным. Введение неоднородного электромагнитного поля в задачу об исследовании механизмов ЭМАП в металлах существенно усложняет ее. Поэтому до сих пор механизмы генерации ультразвука при неоднородном ЭМАП теоретически изучены только лишь в изотропных ферромагнитных металлах [1], хотя реальные эксперименты ставятся на анизотропных веществах.

Таким образом, естественно поставить задачу об изучении неоднородного ЭМАП в анизотропных ферромагнетиках, так как механизмы

генерации ультразвука в них могут обладать специфическими только для анизотропных веществ чертами. Поскольку большинство экспериментальных и прикладных исследований ЭМАП в ферромагнетиках проведено на кубических $3d$ -металлах и их соединениях, то в качестве изучаемых объектов в данной работе выбраны кубические ферромагнитные металлы.

Итак, данная работа посвящена теоретическому исследованию механизмов неоднородного ЭМАП в кубических ферромагнитных металлах. Показано, что учет анизотропии ферромагнетика приводит к существенным отличиям в амплитудах возбуждаемого ультразвука как для продольных, так и для поперечных волн по сравнению с изотропным ферромагнетиком.

Рассмотрим полубесконечный кубический ферромагнетик, занимающий полупространство $z < 0$. Поверхностью ферромагнетика является плоскость xy . Постоянное поляризующее магнитное поле направим в плоскости zy : $H_0 = (0, H_{0y}, H_{0z})$.

При решении задачи необходимо использовать полную связанную систему уравнений, описывающую распространение и взаимодействие в ферромагнетике электромагнитных, спиновых и упругих колебаний. Такая система включает в себя уравнения Максвелла, упругости и Ландау–Лифшица [1,2]. Сразу же оговорим те приближения, которые будут использоваться в дальнейшем. Постоянное магнитное поле будем задавать таким, чтобы можно было пренебречь недиагональными членами тензора магнитной восприимчивости, а также его пространственной и временной дисперсией [1]. В этом случае отпадает необходимость в решении уравнений Ландау–Лифшица [1,2]. Вместо них можно использовать соотношение

$$M_i = \chi_{ik} H_k, \quad (1)$$

причем у тензора χ_{ik} отличны от нуля лишь диагональные компоненты. Для того чтобы можно было записать соотношение (1), необходимо выполнение условий

$$g H_0 \gg \alpha g M_0 (\omega/s)^2, \quad g H_0 \gg \omega, \quad (2)$$

где g — гиромагнитное отношение, M_0 — намагниченность насыщения, ω — частота электромагнитной волны, s — скорость звука. При выполнении условий (2) учет анизотропии ферромагнетика фактически сводится лишь к учету его упругой и магнитоупругой анизотропии. Следующее приближение касается малости коэффициентов электромагнитоакустической и магнитоупругой связи (ξ и ζ) [1,2]:

$$\xi = H_0^2 / \rho s^2 \ll 1, \quad \zeta = \gamma^2 M_0^2 \chi^2 / \rho s^2 \ll 1, \quad (3)$$

где ρ — плотность ферромагнетика, γ — магнитоупругая постоянная. Отметим, что условие малости ξ ограничивает область значений магнитного поля сверху, а условие малости параметра ζ выделяет из рассмотрения область значений магнитного поля, близкую к различным резонансам [2], где χ может быть больше единицы.

При допущениях, сделанных нами выше, можно пренебречь электромагнитным полем, появляющимся при возбуждении упругих колебаний, по сравнению с полем источника. В этом случае задача о нахождении амплитуды возбуждаемого ультразвука в металле распадается на две. Сначала необходимо решить электродинамическую задачу, т.е. из уравнений Максвелла найти амплитуды переменного электромагнитного поля в металле, а затем, используя их, определить из уравнений упругости амплитуды возбуждаемых упругих волн. Эти задачи должны решаться при учете стандартных граничных условий на поверхности ферромагнетика для электромагнитного поля и тензора упругих напряжений [1,2].

Решение первой задачи в геометрии, указанной выше, для накладного (двухпроводная плоскость с током) преобразователя [1] имеет вид

$$\mathbf{e}, \mathbf{h}(z, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{e}_q, \mathbf{h}_q(z, q) e^{iqy} dq, \quad (4)$$

где $\mathbf{e}_q, \mathbf{h}_q(z, q)$ — фурье-компоненты электромагнитного поля внутри металла,

$$h_{qy} = 2h_{0y} \exp(-i^{3/2}kz) / (1 - \eta),$$

$$h_{qz} = \left(\mu_y q / \mu_z i^{1/2} k \right) h_{qy}, \quad e_{qx} = - \left(k_y^2 / \sigma i^{1/2} k \right) h_{qy}, \quad (5)$$

h_{0y} — амплитуда переменного магнитного поля вдоль оси y вне металла у его поверхности (она определяется через компоненту Фурье плотности тока в накладном преобразователе [1]), σ — проводимость ферромагнетика, $k^2 = k_y^2 - iq^2 \mu_y / \mu_z$, $k_y^2 = 4\pi \mu_y \omega \sigma / c^2$, $\eta = i^{3/2} (k^2 - q^2)^{1/2} \mu_y / k$, μ_y, μ_z — компоненты тензора магнитной проницаемости ферромагнетика, c — скорость света в вакууме.

Имея выражения (5) для компонент Фурье электромагнитного поля в ферромагнетике, можно из уравнения упругости найти компоненты вектора упругих смещений \mathbf{u} . Отличные от нуля компоненты вектора смещений определяются из следующих уравнений:

$$\frac{d^4 u_{y,z}}{dz^4} + \left[q_{0l}^2 + q_{0t}^2 - \Delta q^2 (2 - 2\beta^2 - \Delta) / \beta^2 \right] \frac{d^2 u_{y,z}}{dz^2} + q_{0l}^2 q_{0t}^2 u_{y,z} = F_{y,z}(z), \quad (6)$$

где $q_{0t,l} = (q_{t,l}^2 - q^2)^{1/2} = q_{t,l} \cos \gamma_{t,l}$ — проекции волновых векторов сдвиговых $q_t = \omega / s_t$ и продольных $q_l = \omega / s_l$ волн на ось z , $\beta^2 = s_t^2 / s_l^2 \equiv C_{44} / C_{11}$ — отношение квадратов скоростей поперечных и продольных волн в кубическом кристалле при распространении их вдоль оси типа $\{100\}$, $\Delta = (c_{11} - c_{12} - 2c_{44}) / c_{11}$ — фактор анизотропии (величина, учитывающая отличие кубического кристалла от изотропного (для изотропного твердого тела $\Delta \equiv 0$)), $F_{y,z}$ — проекции на оси координат суммарной объемной силы, учитывающей как индукционный, так и магнитоупругий механизмы. Выражения для последних будут приведены позднее.

Неоднородные уравнения (6) решаются методом вариации постоянных. Получающиеся в результате применения этого метода постоянные в свою очередь определяются из граничных условий для компонент тензора напряжений при $z = 0$ [1,2]. В итоге для распространяющихся в глубь металла компонент вектора смещений имеем следующие выражения:

$$u_{y,z} = u_{y,zt} e^{-i\lambda_t z} + u_{y,zl} e^{i\lambda_l z}, \quad (7)$$

где

$$\lambda_{t,l} = \frac{1}{2} \left\{ q_{0l}^2 + q_{0t}^2 - \Delta q^2 (2 - 2\beta^2 - \Delta) / \beta^2 \pm \left[(q_{0l}^2 + q_{0t}^2 - \Delta q^2 (2 - 2\beta^2 - \Delta) / \beta^2)^2 - 4q_{0l}^2 q_{0t}^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (8)$$

— корни характеристических уравнений однородной системы (6),

$$u_{zt,l} = \pm \frac{\lambda_{t,l}}{(\lambda_t - \lambda_l)D} \left\{ q\beta^2 [\lambda_{i,t}^2 + (1 + 2\beta^2 - \Delta) q_{0t}^2] (F_{1s} + F_{1v}) + \lambda_{l,t} [(1 - 2\beta^2 - \Delta) q^2 + q_l^2 - \lambda_{i,t}^2] (F_{2s} + F_{2v}) \right\}, \quad (9)$$

$$u_{yt,l} = (\lambda_{i,l}^2 - \beta^2 q_{0t}^2) u_{zt,l} / [q\lambda_{t,l} (1 - \beta^2 - \Delta)],$$

$$D = \beta^2 q_t^2 \lambda_t \lambda_l + q_{0t}^2 q_{0l}^2 + (1 - 2\beta^2 - \Delta)^2 q^2 q_{0t}^2, \quad (10)$$

F_{is}, F_{iv} — соответственно суммарные поверхностные и объемные силы:

$$F_{is} + F_{iv} = \frac{h_{0y}}{\rho s_t^2} \left\{ -i^{1/2} M_{0y} \frac{q}{k} [\gamma_0 \chi_y (1 + \beta^2 + \Delta) + (2\gamma_1 \chi_y - \gamma_2 \chi_z) + \right.$$

$$\left. + \gamma_2 \mu_y \chi_z / \mu_z \right] + i B_{0z} / 4\pi - i^{1/2} \frac{q}{k} [(1 - \beta^2 - \Delta) B_{0y} / 4\pi + (1 + \beta^2 + \Delta) M_{0y}] \left. \right\}, \quad (11)$$

$$F_{2s} + F_{2v} = \frac{i h_{0y}}{\rho s_t^2} \left[\beta^2 H_{0y} / 4\pi - i^{1/2} \frac{q}{k} \beta^2 (\mu_y M_{0z} - B_{0z} / 4\pi) \right], \quad (12)$$

γ_i — магнитоупругие постоянные, входящие в выражение для энергии магнитоупругого взаимодействия кубического ферромагнетика $F_{me} = \gamma_{iklm} M_i M_k u_{lm}$, u_{lm} — тензор деформаций, $\hat{\chi}$ — тензор магнитной восприимчивости, имеющий, как и тензор $\hat{\mu}$, диагональный вид в приближениях (2), (3). Отметим, что выражения (11), (12) получены с точностью до первой степени величины q/k_y , которую считаем малым параметром задачи. Действительно, для объемных волн, которые рассматриваются в данной работе, волновое число q ограничено сверху: $q < q_t$. Отношение $q_t/k \simeq q_t/k_y$, как показано в [1], значительно меньше единицы в ферромагнитных металлах при частотах, обычно используемых в экспериментах и приборах.

Из (9)–(12) видно, что магнитоупругий механизм возбуждения отсутствует в нулевом приближении по параметру q/k_y . Это обусловлено тем, что в силу симметрии задачи магнитоупругие вклады в (11), (12) в нулевом приближении по параметру q/k_y от поверхностных F_s и объемных сил F_v равны по величине, но противоположны по знаку, поэтому при сложении они компенсируют друг друга. Данный факт приводит к тому, что магнитоупругий механизм ослабляется по сравнению с индукционным за счет дополнительного малого параметра q/k_y .

Как следует из (7)–(12), учет анизотропии ферромагнетика проявляется в том, что упругие (β , Δ , q_t , q_l , λ_t и λ_l) и магнитоупругие (γ_0 , γ_1 и γ_2) характеристики могут существенно влиять на эффективность возбуждения упругих колебаний как за счет магнитоупругого, так и за счет индукционного механизмов. Причем на эффективность индукционного механизма влияет только анизотропия упругих свойств кристалла.

Проследить влияние магнитоупругой анизотропии на эффективность возбуждения ультразвука за счет первого механизма сложнее, чем влияние упругой анизотропии. Это следует из того, что в (11) постоянные γ_i входят в произведении с компонентами тензора магнитной восприимчивости. Значения последних могут быть определены только при проведении экспериментов на конкретных ферромагнетиках. Тем не менее из (11) следует, что эффективность возбуждения ультразвука может определяться как изотропной объемной (γ_0), так и анизотропной релятивистской (γ_1 , γ_2) и магнитострикцией. Вблизи точки Кюри, где обычно γ_0 велико по сравнению с γ_1 и γ_2 , основную роль в магнитоупругом механизме возбуждения играет объемная магнитострикция, а при низких температурах, где γ_0 мала, преобладает генерация за счет релятивистской магнитострикции. Отметим, что магнитоупругая анизотропия не влияет на эффективность возбуждения упругих волн за счет индукционного механизма.

Влияние учета упругой анизотропии на эффективность возбуждения ультразвука продемонстрируем численными расчетами для конкретных кристаллов. Результаты расчетов приведены на рис. 1 и 2. Они показывают зависимость модулей относительных амплитуд упругих колебаний $u_l = |u_{zl}/\cos\gamma_l|$ и $u_t = |u_{yt}/\cos\gamma_t|$, возбужденных как магнитоупругим (рис. 1), так и индукционным (рис. 2) способами, от величины угла γ_t (или $\sin\gamma_t$). Здесь же приведены для сравнения амплитуды возбуждаемых колебаний для изотропного твердого тела.

Из рисунков видно, что упругая анизотропия существенно влияет на эффективность возбуждения ультразвука. По сравнению с изотропным ферромагнетиком в анизотропных кристаллах максимум возбуждения ультразвука смещается либо в область больших γ_t (при $\beta^2 > \beta_{\text{isotr}}^2 = 0.305$) (кривые 2 на рис. 1, 2), либо в область меньших γ_t (при $\beta^2 < \beta_{\text{isotr}}^2$) (кривые 3 и 4 на рис. 1, 2). При отрицательных значениях фактора анизотропии Δ с увеличением его по модулю относительная величина пика возбуждения упругих волн уменьшается (ср. кривые 1, 2 и 3 на рис. 1, 2), а при положительных увеличивается (кривая 4 на рис. 1, 2). Значение угла γ_t , при котором в изотропном случае не возбуждаются никакие колебания ($\gamma_{t,\text{isotr}} \approx 45^\circ$), в анизотропных кристаллах может вообще не наблюдаться (кривые 2 и 3 на

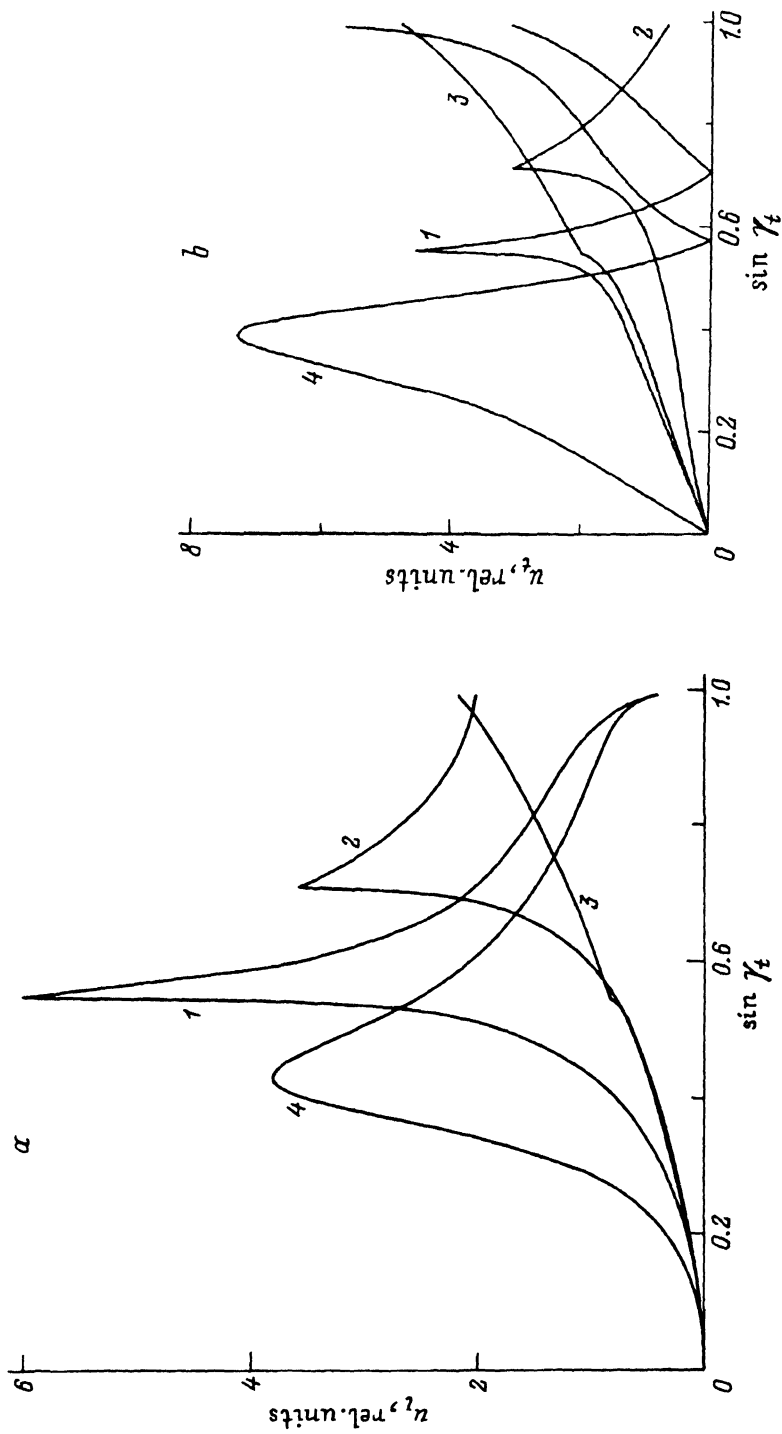


Рис. 1. Зависимость модуля относительной амплитуды упругих смещений, возбуждаемых по магнитоупругому механизму при тангенциальном постоянном магнитном поле, от величин угла γ_t .
 а — продольные, а — поперечные волны. 1 — изотропный кристалл, 2 — монокристалл железа. Δ и β соответственно равны: 1 — 0 и 0.305, 2 — 0.592 и 0.505, 3 — 0.634 и 0.297, 4 — 0.085 и 0.0806.

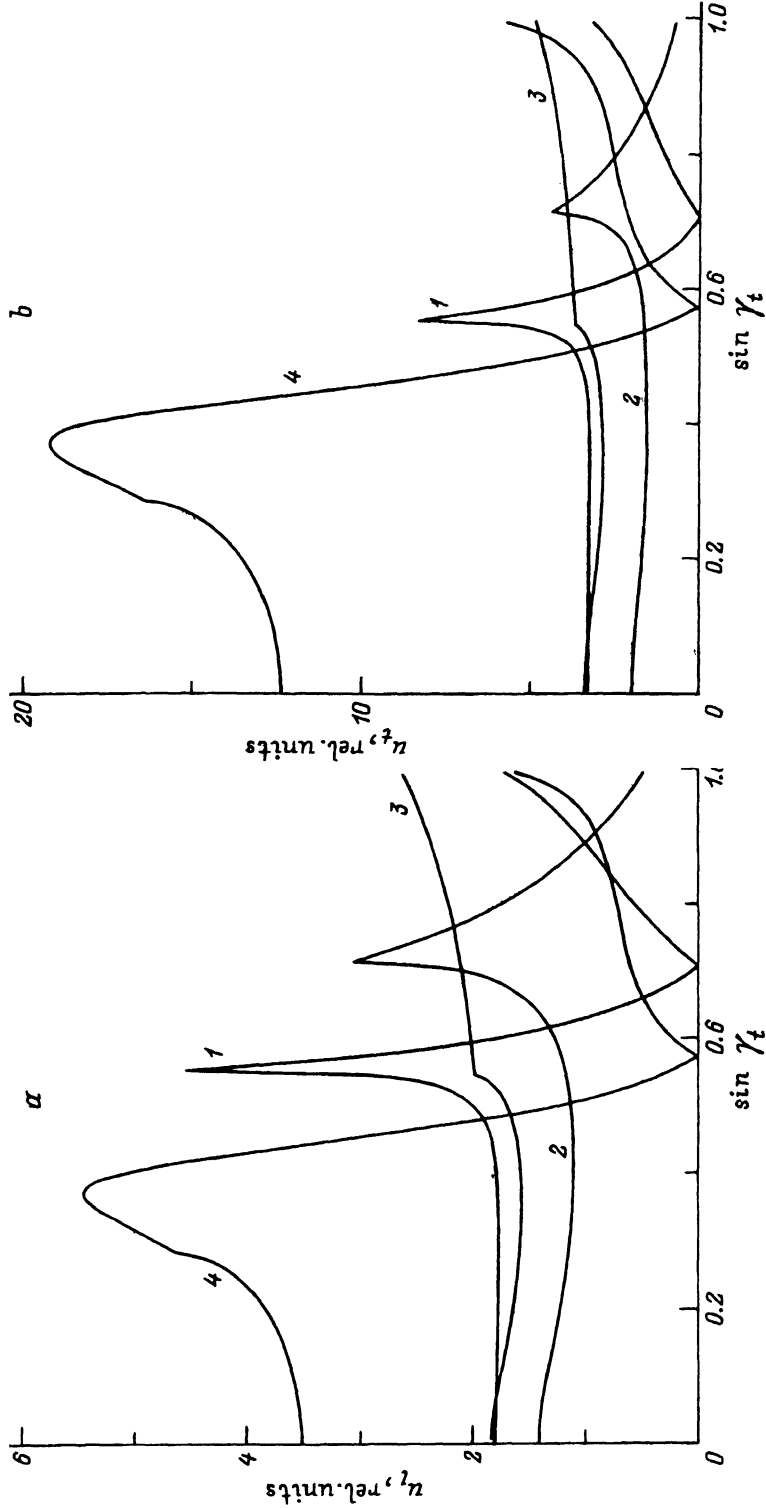


Рис. 2. Зависимость модуля относительной амплитуды упругих смещений, возбуждаемых по индукционному механизму, от величины угла γ_t .

a — продольные волны при $H_0 \parallel y$, b — поперечные волны при $H_0 \parallel z$. Обозначения кривых те же, что и на рис. 1.

рис. 1, 2). При магнитоупругом способе возбуждения эффективность возбуждения поперечного ультразвука в анизотропных ферромагнетиках может преобладать над эффективностью возбуждения продольного ультразвука во всем интервале углов γ_t . В изотропном твердом теле это имеет место только при малых γ_t . В случае индукционного механизма возбуждения при увеличении γ_t в анизотропных телах может наблюдаться сначала заметное уменьшение эффективности возбуждения упругих волн, а затем уже ее существенный рост (кривые 2 и 3 на рис. 2).

Отметим, что в области значений q , лежащей за пиком возбуждения упругих волн, продольная волна распространяется вдоль границы металла. В этом диапазоне волновых чисел продольные колебания становятся затухающими, так как величина λ_l здесь является комплексной. С ростом q затухание продольных волн увеличивается. Однако поперечные волны в указанном диапазоне остаются еще незатухающими. Таким образом, если в спектре колебаний электромагнитного поля накладного преобразователя содержатся в основном гармоники с волновыми числами из указанного диапазона, то при этом будут возбуждаться только поперечные упругие колебания. Это имеет место как при магнитоупругом, так и индукционном механизмах возбуждения. При однородном ЭМАП поперечные колебания генерируются только при нормальном постоянном магнитном поле.

Таким образом, из проведенного рассмотрения следует, что учет упругой и магнитоупругой анизотропии конкретных ферромагнитных металлов при неоднородном ЭМАП существенно сказывается на эффективности возбуждения упругих колебаний как за счет магнитоупругого, так и за счет индукционного механизмов. Это следует учитывать при разработке методов бесконтактного исследования твердых тел с помощью ЭМАП.

Список литературы

- [1] В.А. Комаров. Квазистационарное электромагнитно-акустическое преобразование в металлах. Изд-во УНЦ АН СССР. Свердловск (1986). 235 с.
- [2] В.Д. Бучельников, А.Н. Васильев. УФН 162, 3, 89 (1992).
- [3] М.И. Каганов, А.Н. Васильев. УФН 163, 2, 67 (1993).
- [4] А.Н. Васильев, Ю.П. Гайдуков. УФН 141, 3, 431 (1983).