

УДК 539.669.255:856

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВОВ

Н.А. Азаренков, А.И. Великодний,
В.Г. Кириченко, Т.А. Коваленко, М.Г. Компаниец, С.Ю. Кочетова

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Институт высоких технологий

61108, г. Харьков, пр. Курчатова, 31

E-mail: kirichenko@pht.univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 22 ноября 2008г.

Представлены результаты исследования сплавов системы Co-Fe-Nb с гигантскими скачками Баркгаузена вигандовского типа. Исследованы физические механизмы формирования магнитных и механических свойств сплавов системы Co-Fe-Nb. Для получения бистабильного магнитного провода использовали композитные цилиндрические материалы на основе магнитополужестких сплавов Co-Fe-Nb с высоким содержанием кобальта (> 70%) в качестве оболочки и с магнитомягкой пермаллоевой сердцевиной. Получены магнитоимпульсные элементы на основе этих сплавов со следующими параметрами элемента: амплитуда импульсов перемагничивания 10 В при частоте повторения импульсов до 20 кГц и длительности импульсов 10 мкс на сопротивлении считывающей катушки 30 Ом в диапазоне рабочих температур 80 - 600 К и диапазоне рабочих давлений до 300 МПа.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ферромагнетик, скачки Баркгаузена, сплавы кобальта, магнитоимпульсные элементы.

Исследование эффекта Баркгаузена в деформированных ферромагнетиках имеет большое значение для решения ряда фундаментальных проблем магнетизма и физики твердого тела [1]. Прикладное значение эффекта Баркгаузена существенно ограничивается статистическим характером распределения скачков, их малой амплитудой, а также флуктуациями их параметров, связанных с особенностями механизма процесса перемагничивания путем смещения доменных границ и их взаимодействия с дефектами кристаллической решетки [2-4]. Виганд показал [5], что при определенных условиях в деформированной ферромагнитной проволоке из викаллой (52Co-28Fe-10V) можно наблюдать гигантские скачки Баркгаузена (ГСБ). Это определяет успешное использование материалов с ГСБ в приборостроении, вычислительной технике, системах автоматизации, кодовых цифровых устройствах, измерительных приборах положения, скорости, поворота объектов в пространстве, регистрации магнитных полей и т.д.

Перспективными для получения гигантских скачков Баркгаузена вигандовского типа являются сплавы системы Co-Fe-Nb с высоким содержанием кобальта. Это связано с тем, что физический механизм формирования магнитных и механических свойств сплавов системы Co-Fe-Nb более прогнозируем, чем викаллой, а получение магнитоимпульсных элементов на основе этих сплавов более технологично [6-8]. Для получения бистабильного магнитного провода можно использовать магнитополужесткие сплавы Co-Fe-Nb с высоким содержанием кобальта (> 70%) [8]. Основным принципиальным отличием магнитополужестких материалов, значение коэрцитивной силы которых находится в пределах $H_c=(0,8 \div 8)$ кА/м, является возможность создания в них путем внешних воздействий магнитной анизотропии заданной величины H_c . В отличие от магнитокристаллической такая анизотропия называется наведенной магнитной анизотропией (НМА). НМА может наблюдаться при охлаждении магнитного материала в магнитном поле, при деформации сплава путем прокатки или волочения, при образовании фазы выделения, при нейтронном облучении и т.д.

Получение ферромагнетиков с большими скачками Баркгаузена основано на использовании эмпирически установленных режимов сложной термомеханической обработки (ТМО) исходного сплава. При проведении ТМО в сплаве возможны изменения фазового состава, текстуры и перераспределение внутренних напряжений [9-13]. Это обстоятельство затрудняет определение магнитных характеристик таких материалов на основе теоретических моделей и требует проведения экспериментальных исследований взаимосвязи между особенностями структуры и магнитными свойствами. В частности, это касается взаимосвязи структуры с механизмами перемагничивания, при реализации которых возможно образование больших скачков Баркгаузена со стабильными и прогнозируемыми параметрами.

Новейшие технологии получения материалов с необычными магнитными свойствами, в частности, с наличием ГСБ, предназначенными для их дальнейшего практического использования при разработке различных приборов и устройств должны основываться на более глубоком изучении механизмов перемагничивания деформированных магнитных сплавов (в нашем случае сплавов Co-Fe-Nb с высоким содержанием кобальта), условий формирования ГСБ, стабилизации их динамической устойчивости при циклическом перемагничивании.

Целью настоящей работы является исследование механизма перемагничивания при формировании динамически устойчивых в широком диапазоне частот перемагничивания ГСБ вигандовского типа в однородных и композитных материалах на основе деформированных ферромагнитных сплавов системы Co-Fe-Nb.

ОСНОВНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ФЕРРОМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ

Свободная энергия ферромагнетика во внешнем магнитном поле H при воздействии внешних механических напряжений σ может быть приближенно представлена в виде:

$$E = E_{обм.} + E_{м.кр.} + E_{м.упр.} + E_{упр.} + E_{\sigma} + E_{разм.} + E_{н} \quad (1)$$

где $E_{обм.}$ - энергия обменного взаимодействия; $E_{м.кр.}$ - энергия магнитокристаллической анизотропии; $E_{м.упр.}$ - упругая энергия при магнитоэластической деформации в отсутствие внешних механических напряжений; $E_{упр.}$ - упругая энергия кристалла, возникающая в ферромагнетике при изменении расстояния между атомами за счет спонтанной намагниченности (за счет упругих сил, противодействующих магнитоэластическим деформациям); E_{σ} - магнитоупругая энергия внешних напряжений за счет магнитоэластики; $E_{разм.}$ - энергия размагничивающегося поля образца (магнитоэластическая энергия); $E_{н}$ - энергия намагниченного во внешнем поле ферромагнетика (магнитная энергия) [1].

Обменное взаимодействие обеспечивается квантово-механическими обменными силами, которым соответствует обменная энергия двух соседних спинов. Обменная энергия не зависит от угла между направлением спинов и кристаллографическими осями.

Магнитокристаллическая анизотропия включена в зависимость внутренней энергии ферромагнетика от взаимной ориентации параллельных спинов, создающих спонтанную намагниченность, и выделенных направлений в кристаллической решетке. Для магнитного момента M коэффициент дипольного взаимодействия

пары спинов можно записать в виде: $l = -\frac{3M^2}{4\pi\mu_0 r^3}$. Для кубического кристалла:

$$E_{м.кр.} = -2Nq (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + const, \quad (2)$$

где α_i - направляющие косинусы спина, N - число атомов в единице объема. Константа магнитокристаллической анизотропии $k_1 = -2Nq$. Магнитная кристаллическая анизотропия обусловлена спонтанной намагниченностью и температурная зависимость $K(T)$ связана с зависимостью намагниченности от T : $I_s = I_s(T)$.

Магнитоэластика представляет собой явление искажения внешней формы магнетика при его намагничивании. Связанная с таким искажением относительная деформация $\lambda = \delta l/l$ мала - по порядку величины она составляет $10^{-5} \div 10^{-6}$. Магнитоэластика определяется энергией взаимодействия спинов, зависящим от расстояния между спинами r . Магнитоэластика обусловлена в основном вкладом дипольного взаимодействия, которое зависит от угла φ и межатомного расстояния r , так что магнитоэластическая деформация кристалла зависит от направления вектора спонтанной намагниченности.

Магнитоупругое взаимодействие зависит, как от деформации кристалла, так и от взаимодействия спинов. Для простой кубической решетки в модели спиновой пары выражение для магнитоупругой энергии может быть представлено в виде:

$$E_{м.упр.} = B_1 \cdot \left\{ e_{xx} \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) + e_{yy} \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3} \right) + e_{zz} \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3} \right) \right\} + B_2 (e_{xy} \alpha_1 \alpha_2 + e_{yz} \alpha_2 \alpha_3 + e_{zx} \alpha_3 \alpha_1), \quad (3)$$

где

$$B_1 = N \left(\frac{\partial l}{\partial r} \right) \cdot r_0, \quad B_2 = 2Nl, \quad e_{xx}, e_{yy}, e_{zz}, e_{xy}, e_{yz}, e_{zx} \text{ компоненты тензора деформации.}$$

Если учитывать только магнитоупругую энергию, то можно прийти к выводу, что кристалл должен при намагничивании неограниченно деформироваться, пока не достигнет устойчивого состояния. Но в действительности при деформации кристалла возникает упругая сила, уравновешивающая деформацию. При этом внутренняя упругая энергия выражается степенной функцией второго порядка от компонент тензора деформации:

$$E_{упр.} = \frac{1}{2} c_{11} (e_{xx}^2 + e_{yy}^2 + e_{zz}^2) + \frac{1}{2} c_{44} (e_{xy}^2 + e_{yz}^2 + e_{zx}^2) + c_{12} (e_{yy} e_{zz} + e_{zz} e_{xx} + e_{xx} e_{yy}), \quad (4)$$

где c_{11}, c_{44}, c_{12} - коэффициенты упругой жесткости.

Магнитоупругая энергия внешних напряжений обусловлена воздействием напряжений σ_{ij} и в ферромагнетике с константой магнитоэластики λ , не равной нулю, определяется выражением:

$$E_{\sigma} = -\sum \sigma_{ij} \varepsilon_{ij}^M, \quad (5)$$

где ε_{ij}^M - магнитоэстрокионные деформации. В том случае, когда на образец действуют только растягивающие напряжения σ в направлении β_i , формула (5) упрощается:

$$E_{\sigma} = -\frac{3}{2} \lambda \cdot \sigma \cdot \cos^2 \varphi, \quad (6)$$

где $\cos \varphi = \alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2 + \alpha_3 \beta_3$. При воздействии растягивающих напряжений (внешних или внутренних, возникающих при деформации) при $\lambda > 0$ магнитоупругая энергия становится меньше. Это значит, что при действии растягивающих напряжений должна изменяться и намагниченность. В нашем случае можно представить себе появление поля магнитоупругой анизотропии, которое совпадает с внешним магнитным полем и способствует перемагничиванию образца, подвергнутого растяжению.

Энергия размагничивающего поля образца (магнитоэстрокионная энергия) связана с тем, что при намагничивании ферромагнетика, имеющего конечные размеры, на его торцевых поверхностях возникают магнитные заряды (магнитные полюсы), вызывающие появление поля противоположного направления, которое называется размагничивающим полем $H_{разм}$. Для цилиндрического образца размагничивающий фактор N_p определяется отношением длины к толщине и чем длиннее и тоньше образец, тем меньше размагничивающее поле. Из-за размагничивающего фактора внутреннее поле в веществе меньше внешнего:

$$H_{эф.} = H_{внеш.} - N_p \frac{I(T_l)}{\mu_0}. \quad (7)$$

Магнитоэстрокионная энергия тела определяется как:

$$E_{разм.} = -\frac{1}{2} (\bar{I} \cdot H_p) = -\frac{1}{2} I \left(-N \frac{I}{\mu_0} \right) = \frac{N_p \cdot I^2 (T_l)}{2\mu_0}. \quad (8)$$

Во внешнем поле ферромагнетик обладает магнитной энергией:

$$E_M = -(\bar{I}H) = -I \cdot H \cdot \cos \theta, \quad (9)$$

где θ - угол между \bar{H} и \bar{I} .

Зная свободную энергию можно решить вопрос об условиях устойчивого состояния ферромагнетика, понимая под этим определение устойчивого равновесия вектора \bar{I}_g относительно кристалла при постоянных значениях \bar{H} , $\bar{\sigma}$ и формы тела ($N_p = const$).

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ

Рассмотрим одноосный ферромагнетик конечных размеров, например, монокристалл Со. При включении обменного взаимодействия ($T > T_k$) такой ферромагнетик стремится намагнититься вдоль легкой оси (ось с). Поскольку при этом резко возрастает магнитоэстрокионная энергия, монокристалл разобьется на домены, ориентированные в противоположные стороны относительно оси анизотропии. Уменьшение $E_{разм.}$ обратно пропорционально числу образованных доменов. С другой стороны, соседство антипараллельных спинов на границах доменов привело бы к резкому увеличению обменной энергии. Поэтому граничный слой между доменами имеет конечные размеры. Силы обменного взаимодействия стремятся удержать магнитные моменты ближе к параллельной ориентации, то есть расширить доменную границу, а силы, обусловленные магнитной анизотропией, наоборот, стремятся уменьшить ее толщину. В результате устанавливается определенная толщина доменной границы $\sigma_{эр}$, соответствующая минимальному значению удельной энергии граничного слоя $\gamma_{эр}$. В результате получим выражения для ширины доменной границы и плотности граничной энергии:

$$\gamma = 2\sqrt{A \cdot \kappa}, \quad \delta = \sqrt{\frac{A}{\kappa}}. \quad (10)$$

Видим, что δ и γ зависят от соотношения параметра обменного взаимодействия A и константы магнитоэстрокионной анизотропии κ . Для Fe при комнатной температуре $A = 10^{-4}$ Дж/м³, $\kappa = 4,6 \cdot 10^4$ Дж/м³, $\gamma = 2 \cdot 10^{-5}$ Дж/м², а $\delta = 0,5 \cdot 10^{-7}$ м. Обычно δ колеблется от 200 до 1000 межатомных расстояний.

Из формулы (10) следует, что чем больше κ , тем меньше толщина граничных слоев, тем более четко оформлены доменные границы. В отсутствие внешнего магнитного поля \bar{H} , направления векторов

спонтанной намагниченности \bar{I}_8 отдельных доменов статистически распределены по эквивалентным направлениям легкого намагничивания. В железе, например, они направлены по шести <100> направлениям ребер куба. Процесс намагничивания состоит в переходе от этого многообразия направлений к одному, а именно направлению внешнего поля. Магнитный материал, допускающий реализацию размагниченого состояния ($I = 0$), в дальнейшем намагничивается по первичной кривой намагничивания путем обратимого (1) и, далее необратимого (2) смещения доменных границ, а затем процесса поворота вектора \bar{I}_8 (3) (рис. 1).

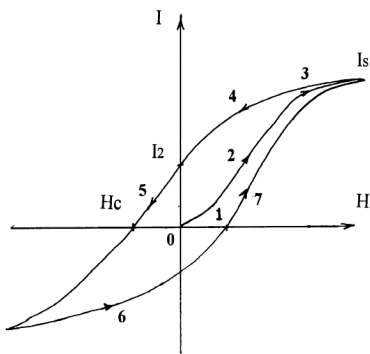


Рис. 1. Первичная кривая намагничивания

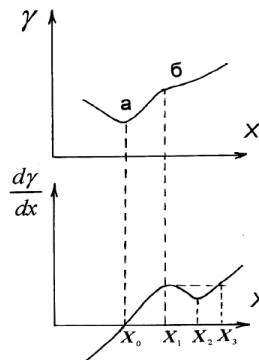


Рис. 2. Изменение энергии границы γ и градиент dy/dx при смещении вдоль координаты x

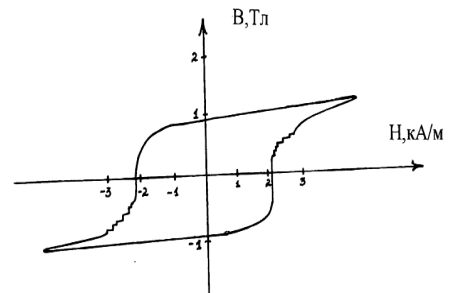


Рис. 3. Петля гистерезиса проволоки из сплава Co-Fe-Nb после волочения

При уменьшении магнитного поля H намагниченность уменьшается по пунктирной кривой и при $H = 0$, $I = I_r$, где I_r - остаточная намагниченность. При отрицательном значении внешнего поля H , равного по модулю коэрцитивной силе H_c , намагниченность $I = 0$. Перемагничивание ферромагнетика по циклу $+H \rightarrow -H_s + H_s$ позволяет получить петлю гистерезиса, анализ магнитных параметров которой (формы, намагниченности насыщения I_s , остаточной намагниченности I_r и коэрцитивной силы H_c) позволяет сделать выводы о механизмах перемагничивания и, следовательно, о структуре ферромагнетика. Петля гистерезиса может быть построена в координатах $B - H$, где B - магнитная индукция.

Если поместить образец во внешнее поле, то со стороны домена, ориентированного вдоль поля (оси z на рис. 2), на границу соседнего домена возникает магнитное давление P_n . Смещение границы тормозится «внутренним» давлением, роль которого играет градиент поверхностной плотности энергии:

$$P_\gamma = \frac{\partial \gamma}{\partial x} \tag{11}$$

Из (11) получаем равновесное значение поля H , которое доводит границу до координаты x :

$$H_0 = \frac{1}{2I_8} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial x} \right)_x \tag{12}$$

На рис. 2 при $H = 0$ доменная граница занимает положение x_0 , соответствующее \min потенциальной энергии. С увеличением поля H стенка обратно смещается до x_1 . В точке x_1 градиент $d\gamma/dx$ достигает максимума, величина $\partial^2 \gamma / \partial x^2$ становится отрицательной. Положение доменной границы вплоть до точки x_3 становится нестабильным и граница при неизменной напряженности магнитного поля перемещается необратимым образом из x_1 в точку x_3 . Это есть скачок Баркгаузена намагниченности, сопровождающий резкое изменение положения доменной границы из точки x_1 в точку x_3 . Индукционный эффект, соответствующий такому скачку заключается в появлении импульсов ЭДС в измерительной индуктивности, что соответствует необратимому смещению доменных границ. Петля гистерезиса деформированной (после волочения) проволоки из сплава Co-Fe-Nb обладает явно выраженной прямоугольностью формы и участками с резким изменением намагниченности во II и IV четверти (рис.3) [14]. Напряженность поля, отвечающая максимальному значению градиента:

$$H_0(x) = \frac{1}{2I_8 \cdot \cos \theta} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_{\max} \tag{13}$$

где θ - угол между \bar{H} и \bar{I}_8 домена.

Максимальное значение $H_0(x)$ определяет коэрцитивную силу в каждом домене, так что для всего образца коэрцитивная сила равна среднему значению, то есть:

$$H_c = \sqrt{\bar{H}_{0\max}^2} \tag{14}$$

МАГНИТОПОЛУЖЕСТКИЕ ДЕФОРМИРУЕМЫЕ ФЕРРОМАГНЕТИКИ

В соответствии с наблюдаемым значением коэрцитивной силы H_c магнитные материалы обычно разделяют на магнитомягкие ($H_c \leq 0,8$ кА/м) и магнитотвердые ($H_c \geq 8$ кА/м). В первую группу входят все магнитные материалы, используемые в устройствах, преобразующих энергию (трансформаторы, генераторы). Поэтому основная задача - уменьшение потерь на гистерезис, решалась достижением гомогенной структуры магнитных материалов. Использовались главным образом чистое железо, а также твердые растворы F-Si и Fe-Si-Al. Для специальных целей применялись такие сплавы на основе системы Fe-Ni. Ко второй группе - магнитотвердым материалам - относятся магнитные материалы, используемые для изготовления постоянных магнитов. Здесь, кроме большой магнитной энергии $(BH)_{\max}$ (во втором квадранте), желательна высокая коэрцитивная сила (до 10^6 А/м). Указанному требованию отвечает гетерогенная структура с однодоменными частицами малых размеров и возможно большей магнитной анизотропией, распределенными в нейтральной матрице.

В 70-е годы XX века установилось понятие магнитоупругих сплавов [2, 3], значение коэрцитивной силы которых находится в пределах $(0,8 \div 8)$ кА/м. Магнитные свойства таких материалов зависят от режимов термомеханической обработки, приводящих к изменению фазового состава, образованию и изменению системы дальнего и ближнего порядка, типа кристаллографической текстуры, размера зерен, перераспределению внутренних упругих напряжений. Основным принципиальным отличием магнитоупругих материалов от магнитомягких является возможность создания в них путем внешних воздействий магнитной анизотропии заданной величины в нужном направлении. В отличие от магнитокристаллической такая анизотропия называется наведенной магнитной анизотропией (НМА). В настоящее время нет единой теории, объясняющей образование наведенной анизотропии в магнитных материалах [2]. Согласно модели направленного упорядочения существует энергия анизотропии E_a , зависящая от угла φ между вектором намагниченности и направлением, соединяющим пары ближайших соседних атомов. В ряде случаев экспериментальные результаты могут быть объяснены на основе магнитостатической теории наведенной анизотропии, энергия которой определяется суммой магнитостатической энергии невзаимодействующих дислокаций, лежащих в системе активных плоскостей скольжения [8]. Дополнительное и в ряде случаев существенное воздействие на формирование наведенной анизотропии при деформации оказывает магнитоупругость. Даже в отсутствие внутренних напряжений вследствие магнитоупругости поворот вектора спонтанной намагниченности приводит к изменению формы кристалла, а следовательно, магнитоупругой и упругой энергий. При этом поправка к экспериментальному значению анизотропии ($k \sim 10^3$ Дж/м³) хоть и мала, но пренебрегать ею нельзя.

При воздействии растягивающих напряжений (внешних или внутренних, возникающих при деформации) при $\lambda > 0$ магнитоупругая энергия становится меньше. Это значит, что при действии растягивающих напряжений должна изменяться и намагниченность. В нашем случае можно представить себе появление поля магнитоупругой анизотропии, которое совпадает с внешним магнитным полем и способствует перемагничиванию образца, подвергнутого растяжению. Анализ внутренних напряжений, возникающих в холодноотянутой проволоке, показывает, что возникающие в ней внутренние напряжения неравномерно распределяются по сечению [9], а характер напряженного состояния определяется не только величиной деформации, но и способом ее реализации [10].

В зависимости от знаков внутренних напряжений σ_i и константы магнитоупругости в деформированном материале может индуцироваться наведенная легкая или трудная ось, соответственно. В случае деформированных сплавов с $\lambda \neq 0$ говорят о суммарной (эффективной) константе анизотропии, равной сумме магнитокристаллической и магнитоупругой константе:

$$K_{эф} = K_{м.кр.} + K_{м.упр.} = K_{м.кр.} + 3/2 \lambda_S \cdot \sigma \quad (15)$$

Если $K_{м.упр.} \gg K_{м.кр.}$, то ферромагнетик (в том числе и поликристаллический) можно превратить в одноосный при растяжении с достаточным усилием или индуцировании в нем достаточно сильных и однородных внутренних напряжений в процессе деформации. При деформации кручением характер магнитоупругих явлений не зависит от знака продольной магнитоупругости λ . В этом случае возможна ориентация оси легкого намагничивания под углом 45° к оси проволоки [11]. Деформация кручением также может изменить тип кристаллической текстуры, наведенной при включении проволоки [12]. В случае волочения проволоки с о.д.к. решеткой наблюдается текстура $\langle 110 \rangle$, тогда как для металлов с г.д.к. решеткой имеет место двойная волокнистая текстура $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ [13]. Направление $\langle 111 \rangle$ ориентировано вдоль оси проволоки, а второе $\langle 100 \rangle$ равномерно распределено в конусе, образующая которого составляет угол 45° относительно направления волочения. При воздействии растягивающих напряжений (внешних или внутренних, возникающих при деформации) при $\lambda > 0$ магнитоупругая энергия становится меньше. Это значит, что при действии растягивающих напряжений должна изменяться и намагниченность. В нашем случае можно представить себе появление поля магнитоупругой анизотропии, которое совпадает с внешним магнитным полем и способствует перемагничиванию образца, подвергнутого растяжению. В зависимости от знаков внутренних напряжений σ_i и константы магнитоупругости в деформированном материале может индуцироваться наведенная легкая или трудная ось, соответственно. В случае деформированных сплавов с

$\lambda \neq 0$ говорят о суммарной (эффективной) константе анизотропии, равной сумме магнитокристаллической и магнитоупругой константе.

Как указывалось выше, перспективными для получения больших скачков Баркгаузена вигандовского типа являются сплавы системы Co-Fe-Nb с высоким содержанием кобальта [15-24]. При определении механизма перемагничивания при формировании ГСБ вигандовского типа в материалах на основе магнитных полужестких сплавах Co-Fe-Nb необходимо иметь начальные сведения о диаграмме состояния системы [25].

СПЛАВЫ СИСТЕМЫ Fe-Co. ДИАГРАММА СОСТОЯНИЯ И СВОЙСТВА

При высоких температурах в системе Fe-Co образуется непрерывный ряд аустенитных твердых растворов (γ -фаза). При комнатной температуре в системе Fe-Co установлено существование следующих фазовых областей: 1) широкой области ферритного твердого раствора (α -фаза); 2) двухфазной области ($\alpha + \gamma$); 3) сравнительно узкой области аустенитного твердого раствора (γ -фаза); 4) двухфазной области ($\epsilon + \gamma$) и 5) однофазной области ϵ -фазы (твердый раствор железа в низкотемпературной модификации кобальта). Границы фазовых областей в этих исследованиях точно установлены не были. Диаграмму состояния системы Fe-Co считали сравнительно простой, однако при определении некоторых физических свойств (электропроводности, термоэлектродвижущей силы, теплопроводности, магнитного насыщения) на кривых состав — свойство были обнаружены сингулярные точки при составах, близких к Fe_2Co (34,55% Co) и FeCo (51,35% Co).

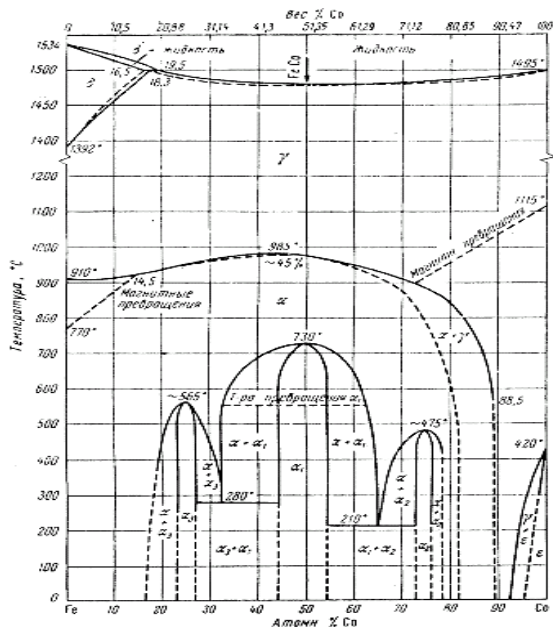


Рис. 4. Диаграмма состояния системы Fe-Co; α_1 -FeCo; α_2 – FeCo_3 ; α_3 – Fe_3Co .

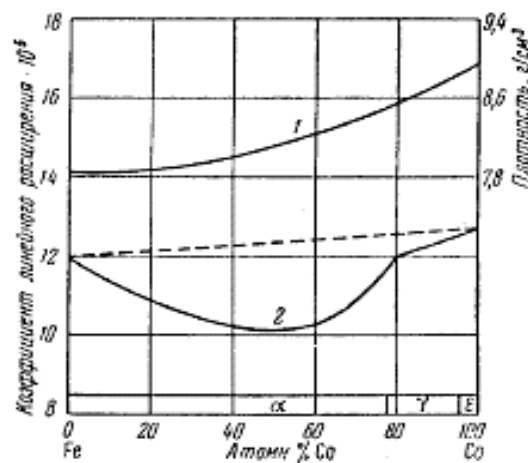


Рис. 5. Изменение плотности (кривая 1) и коэффициента линейного расширения (кривая 2) железо-кобальтовых сплавов в зависимости от состава.

Последующие исследования показали, что система Fe-Co значительно сложнее, чем она представлялась ранее. Изучая плотность, твердость, электросопротивление, термоэлектродвижущую силу, удельную теплоемкость, было установлено существование в системе соединений Fe_3Co (26,02% Co), FeCo и FeCo_2 (76,0% Co). Сверхструктура Fe_3Co образуется при 565°C и FeCo_3 — при 475°C. Сверхструктура FeCo_3 существует в системе в пределах 67—78% Co. Соединение FeCo_3 существует ниже 500°C. Сплав железа с кобальтом, содержащий 90,8 ат.% Co, имеет при комнатной температуре структуру гомогенной γ -фазы, тогда как сплавы, содержащие 85,2 и 77,5 ат.% Co, гетерогенны и структура их состоит из α - и γ -фаз. Границы двухфазной области ($\alpha + \gamma$) при 300°C для сплавов, сильно загрязненных кислородом были найдены при 73,5 и 92,5 ат. % Co.

Диаграмма состояния системы Fe-Co, суммирующая результаты проведенных исследований, изображена на рис. 4. Низкотемпературную модификацию кобальта в различных источниках обозначают как α -Co или ϵ -Co, а высокотемпературную — как β -Co или γ -Co. Учитывая, что в системе α -фазой обозначен твердый раствор на основе α -Fe, для твердого раствора на основе низкотемпературной модификации кобальта принято обозначение ϵ -Co. Железо стабилизирует высокотемпературную модификацию кобальта, и для получения сплава, имеющего при комнатной температуре в основном структуру β -Co, достаточно присутствия 10% Fe.

Из диаграммы состояния системы Fe - Co (рис. 4) следует, что с увеличением содержания кобальта положение точки ликвидуса системы понижается от 1534°C (для чистого железа) до температуры 1499°C (при содержании 16,5—19,5 ат. % Co). При дальнейшем повышении содержания кобальта температуры ликвидуса и солидуса системы изменяются по вогнутой кривой от 1499°C до 1495°C. γ -твердый раствор

системы стабильны во всем интервале составов при температурах до 985°C. Ниже этой температуры в сплавах с содержанием кобальта до 88,5 ат. % происходит образование неупорядоченного α -твердого раствора, который при температурах ниже 730°C при содержании от 20 до 80 ат. % Co способен к упорядочению с образованием сверхструктур. Сверхструктуры, отвечающие по составу химическим соединениям Fe_3Co , $FeCo$ и $FeCo_3$, образуются соответственно при температурах ниже 565°C, 730°C и 475°C и содержании 18—32, 32—65 и 65—79 ат. % Co. α_3 -, α_1 - и α_2 -фазы являются соответственно твердыми растворами на основе соединений Fe_3Co , $FeCo$ и $FeCo_3$. Границы двухфазной области ($\alpha + \gamma$) при комнатной температуре лежат при 81,6 и 89,5 ат. % Co. Если принять, что распространенность этой области не изменяется с понижением температуры ниже 600°C, то границы ее должны идти, как показано на рис. 4 пунктиром. Пунктирной линией на диаграмме показано также структурное превращение α_1 -фазы и граница гомогенной области ϵ -фазы.

При содержании в твердом растворе 89% Co постоянная γ -фазы при 25°C равна 3,5484 кХ при постоянной исходного железа, равной 3,564 кХ. Определения плотности производились на кованных сплавах, отожженных при 1100° в вакууме в течение 48 часов (рис. 5). Изменение твердости по Роквеллу (шкала В) железокобальтовых сплавов в зависимости от состава характеризует кривая рис. 6. Резкое изменение твердости наблюдается на границах областей различных фаз.

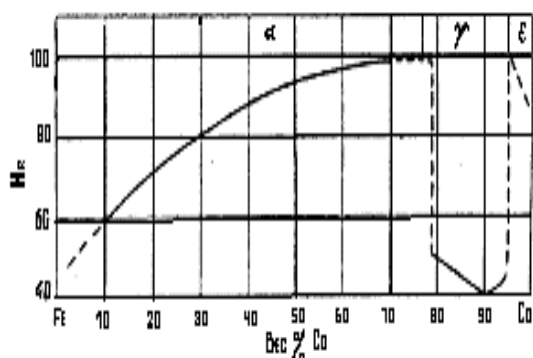


Рис. 6. Изменение твердости железокобальтовых сплавов в зависимости от состава.

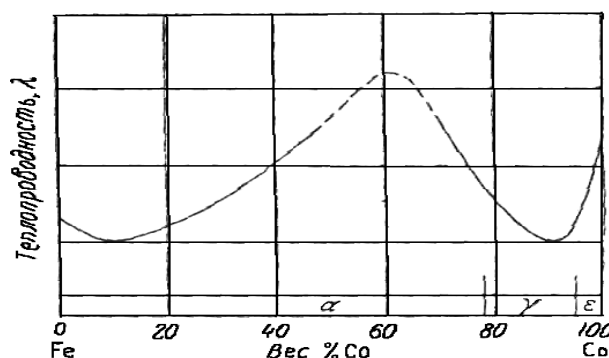


Рис. 7. Характер изменения теплопроводности железокобальтовых сплавов при комнатной температуре в зависимости от состава.

Физические свойства также резко изменяются на границах фаз.

Теплоемкость. В интервале 20—78% Co на кривой удельной теплоемкости α -сплавов имеются три максимума: при 20—29% Co; 34,6—66% Co и 66—78% Co.

Теплопроводность. Характер изменения теплопроводности железокобальтовых сплавов в зависимости от состава показан на рис. 7. Из кривых видно, что максимальной теплопроводностью обладают сплавы, содержащие ~50 - 70% Co.

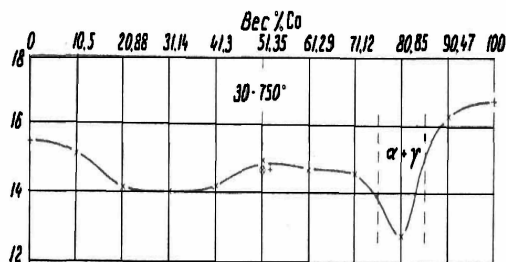


Рис. 8. Изменение коэффициента линейного расширения железокобальтовых сплавов в интервале температур 30-200°50° в зависимости от состава.

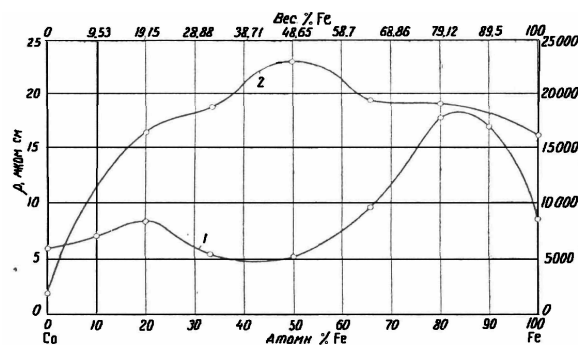


Рис. 9. Изменение удельного электросопротивления (кривая 1) и магнитной индукции при напряженности поля 50 э (кривая 2) железокобальтовых сплавов.

Термическое расширение. Данные об изменении коэффициента линейного расширения железокобальтовых сплавов при комнатной температуре в зависимости от состава приведены на рис. 8.

Удельное электросопротивление и его температурный коэффициент. Удельное электросопротивление при 20°C железокобальтовых сплавов приведено на рис. 9.

Магнитные свойства. На рис. 9 приведены данные об изменении магнитной индукции, железокобальтовых сплавов в зависимости от состава. Железокобальтовые сплавы обладают высокими магнитными свойствами. Такие сплавы могут быть получены как методом сплавления, так и методом порошковой металлургии.

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПРОВОДА

В качестве исследуемых образцов использовались ферромагнитные проволоки из однородного сплава 75Co-22Fe-3Nb. Исходными компонентами служили карбонильное железо и электролитические ниобий (99,98%), кобальт (99,97%), никель (99,98%). Сплавы получали в индукционной печи в вакууме и проводили дальнейшую обработку по методике, описанной в [6]. Из полученных слитков сплавов вытачивались цилиндрические заготовки, обжимались на двухвалковом настольном прокатном стане при комнатной температуре до диаметра 1,5 мм. Затем производился кратковременный отжиг при 1000°C с последующим холодным волочением до финишного диаметра проволоки 0,3 мм. Установка для регистрации петель гистерезиса исследуемых образцов (рис. 10), а также импульсов ЭДС, наводимой в измерительной катушке, содержит образец в намагничивающем соленоиде, блок деформации образца растяжением и кручением, генератор импульсов для изменения магнитного поля при циклическом перемагничивании и осциллограф С1-107. Изменение магнитного поля в соленоиде осуществлялось с помощью импульсов синусоидальной или треугольной формы. Максимальное значение напряженности магнитного поля в соленоиде составляло ± 150 Э. Измерение магнитных и электрических характеристик образцов проводилось в диапазоне частот перемагничивания $10^{-2} - 10^3$ Гц.

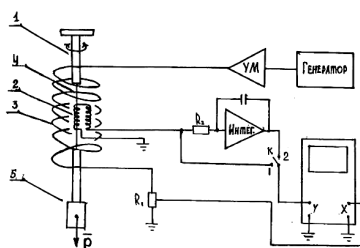


Рис. 10. Схема установки для регистрации петель гистерезиса и импульсов ЭДС проволоочных образцов ферромагнитных сплавов.

1 – рукоятка, 2 – сигнальная и компенсационная катушки, 3 – соленоид, 4 – образец, 5 – груз

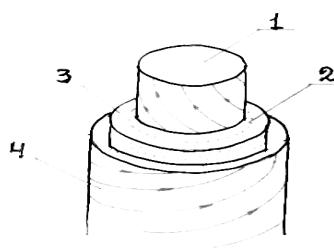


Рис. 11. Схема магнитной структуры композитного провода.

1-сердцевина, 2, 3 промежуточные слои, 4- внешняя оболочка

Для изготовления композитной ферромагнитной проволоки использовали трубчатую заготовку из железокобальтового сплава, в которую запрессовывался стержень из железоникелевого сплава с отношением диаметров 2:1. На рис.11 представлено схематическое сечение полученной композиционной проволоки. Режимы дальнейшей термомеханической обработки при получении композиционной проволоки существенно не отличались от режимов получения бистабильной проволоки однородного состава.

Прямоугольная форма петли гистерезиса однородной по составу проволоки Co-Fe-Nb после совместной деформации растяжением и кручением свидетельствует о наличии магнитного расслоения сплава на три области. Низкокоэрцитивная область расположена вблизи оси проволоки, что подтверждается данными по перемагничиванию композитного провода. В этом случае железоникелевая сердцевина вызывает уменьшение коэрцитивной силы композитного провода после волочения по сравнению с однородной примерно на 30%. После деформации кручением упруго растянутой проволоки величина упругих напряжений существенно возрастает, вызывая увеличение остаточной индукции и, как следствие степени прямоугольности петли. Степень пластической деформации кручением возрастает по мере отдаления от оси проволоки, а распределение упругих напряжений в ней приобретает спиралеобразный характер. Перемагничивание этого слоя проволоки, непосредственно соседствующего с сердцевиной (второй области расслоения) осуществляется одним скачком Баркгаузена, как и в однородной проволоке, но меньшим по величине.

Значение остаточной магнитной индукции B_r композиционной проволоки несколько выше (1 Тл), чем у деформированной однородной проволоки (0,9 Тл). В то же время коэрцитивная сила H_c композиционной проволоки существенно меньше.

При испытании полученных образцов (длиной 10 мм) было установлено, что перемагничивание бистабильного композитного провода носит скачкообразный характер, так, что в катушке индуктивности, содержащей 1000 витков медного провода (0,05 мм), наводится гигантский импульс ЭДС (до 10 В), параметры которого не зависят от частоты изменения напряженности магнитного поля в диапазоне $10^{-3} - 10^3$ Гц.

Тем не менее, возможна вариация параметров импульсов для отдельно взятых образцов бистабильного провода. С одной стороны, индивидуализация параметров импульсов отдельных отрезков бистабильного провода повышает степень защиты устройств для кодировки за счет включения в шифр различия в параметрах отрезков провода в кодовой карточке. С другой стороны, в практике применения магнитоимпульсных датчиков необходимо получение отрезков бистабильного провода (10 мм) со стандартными для данного типа устройств параметрами импульсов.

С целью повышения качества провода и стандартизации параметров импульсов разработана технология стабилизации соотношения основного и дополнительного скачка намагниченности, в процессе которой растяжение и кручение бистабильного провода проводится при пропускании по нему импульсов тока.

В процессе деформации растяжением становится заметным магнитное расслоение на два коэрцитивных состояния с явно выраженными вертикальными участками на петле гистерезиса. Качественно наблюдаемое расслоение можно объяснить тем, что после деформации сплава Co-Fe-Nb в процессе получения проволоки степень совершенства волокнистой текстуры $\langle 111 \rangle$ ухудшается при удалении от геометрической оси проволоки к ее поверхности. Кроме того, существенным должен быть вклад упругих напряжений, так как константа магнитоstriction сплавов Co-Fe-Nb положительна и имеет достаточно большое значение ($\lambda \sim 10^{-5}$). Это означает, что формирование областей с двумя коэрцитивными состояниями связано с образованием более легкой наведенной оси совершенной текстуры и с образованием трудной наведенной оси магнитной анизотропии в приповерхностном слое проволоки.

Таблица 1. Технология изготовления магнитного провода.

Процедура изготовления магнитного провода:	Примечания
1. Получение слитка сплава Co-Fe-Nb.	
1.1. Развес шихты	
1.2. Сплавление в вакуумной индукционной печи	Выдержка в расплавленном состоянии 20 минут.
1.3. Электронно-лучевой переплав слитка.	
1.4. Гомогенизирующий отжиг слитка.	При $T=1250^{\circ}\text{C}$ - 10 часов.
2. Получение проволоки из слитка ферромагнитных сплавов Co-Fe-Nb.	
2.1. Волочение прутков.	Волочение диаметром 2мм до 0.2 – 0.3мм без отжига (холодное волочение). С диаметра (1 – 1.2)мм волочить проволоку через алмазные фильтры с шагом 0.01мм и принудительным охлаждением.
2.2. Механическая обработка	Кручением с плотностью 2.5 – 3.5 об/см и продольным напряжением - 30 кг/мм ² .
2.3. Резка обработанной проволоки на элементы длиной (10 – 20) мм.	
2.4. Контроль магнитных характеристик изготовленного БМП.	
2.5. Нанесение считывающей обмотки на элементы БМП.	

Таблица 2. Схема технологического участка по изготовлению ферромагнитной проволоки.

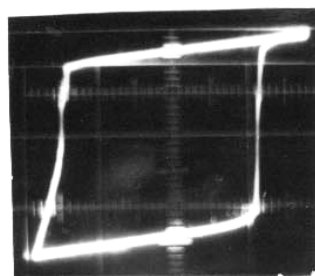
1. Ковка слитка.	Пресс мощностью 110 тонн.
1.1. Деформация («горячая»).	
1.2. Приготовление составного образца. Сверление образца.	
2. Обжатие составного образца до 10 мм.	Возможен промежуточный обжиг при $T \sim 1300 \text{ K}$
3. Изготовление заготовки	
3.1 Вытачивается цилиндр диаметром 10 мм, длиной 100 мм из сплава №1.	
3.2. В цилиндре высверливается отверстие диаметром 4-5 мм.	
3.3. Вытачивается цилиндр 4-5 мм, длиной 100 мм из сплава №2.	
3.4. Цилиндр из сплава №2 впрессовывается в цилиндр из сплава №1.	
3.5. Вытягивается трубка из сплава №1 необходимых размеров.	
3.6. Цилиндр из сплава №2 впрессовывается в трубку из сплава №1.	
3.7. Протяжка проволоки.	Возможен промежуточный отжиг при $T \sim 1300 \text{ K}$.
4. Опрессовка заготовки.	

Таблица 3. Параметры электромагнитных импульсов, генерируемых магнитопульсными элементами на основе бистабильного магнитного провода

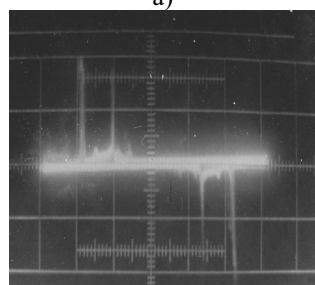
Амплитуда импульсов перемагничивания	до 10 В
Частота повторения импульсов	до 20 кГц
Длительность импульсов	10 мкс
Сопротивление считывающей катушки	30 Ом
Диапазон рабочих температур	-196 - 300 °С
Диапазон рабочих давлений	до 300 МПа

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Петля гистерезиса деформированной (после волочения) проволоки и из сплава Co-Fe-Nb обладает явно выраженной прямоугольностью формы и участками с резким изменением намагниченности во II и IV четверти (рис.12, 13). После кратковременного отжига участки с резким наклоном индукции исчезают, а зависимость B от H становится плавной. Следует отметить, что значения остаточной индукции B_r , деформированной проволоки, примерно, в 1,5 раза ниже B_c проволоки Co-Fe-Nb после оптимальной обработки, в то время как значение коэрцитивной силы H_c равное 2 кА/м, несколько выше минимального значения ($\approx 1,6$ кА/м) для сплавов Co-Fe-Nb с содержанием кобальта (75 ÷ 93)%. В процессе деформации растяжением становится заметным магнитное расслоение на два коэрцитивных состояния с явно выраженными вертикальными участками на петле гистерезиса. Качественно наблюдаемое расслоение можно объяснить тем, что после деформации сплава Co-Fe-Nb в процессе получения проволоки степень совершенства волокнистой текстуры $\langle 111 \rangle$ ухудшается при удалении от геометрической оси проволоки к ее поверхности. Кроме того, существенным должен быть вклад упругих напряжений, так как константа магнитострикции сплавов Co-Fe-Nb положительна и имеет достаточно большое значение ($\lambda \sim 10^{-5}$). Это означает, что формирование областей с двумя коэрцитивными состояниями связано с образованием более легкой наведенной оси совершенной текстуры и действия напряжений растяжения. Вблизи поверхности проволоки текстура менее совершенна, а упругие напряжения могут иметь даже противоположный знак по отношению к напряжениям вблизи ее оси.

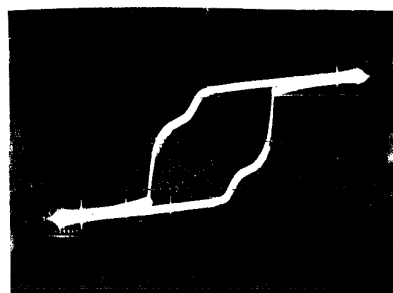


а)

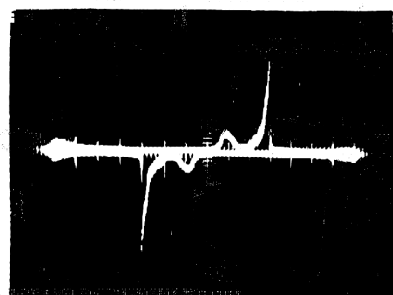


б)

Рис. 12. Петля гистерезиса (а) и импульсы ЭДС в считывающей катушке датчика (б) бистабильной магнитной проволоке Co-Fe-Nb в симметричном режиме перемагничивания.



а)



б)

Рис. 13. Петля гистерезиса композиционной проволоки, подвергнутой деформации кручением $\varphi = 0,5 \pi$ Рад/см (а) и соответствующие импульсы перемагничивания (б) ($\sigma = 20$ МПа).

Поэтому высококоэрцитивное состояние можно связать с образованием трудной наведенной оси магнитной анизотропии в приповерхностном слое проволоки. Полученные зависимости коэрцитивной силы H_c и остаточной индукции от приложенного напряжения растяжения σ , а также от степени деформации кручением φ при натяжении с усилием $\sigma = 14$ МПа свидетельствуют, что среднее значение H_c сплава при растяжении меняется незначительно (примерно, на 10%), тогда как значение B_r увеличивается вдвое, что является свидетельством формирования более однородного состояния проволоки при растяжении с ориентацией

наведенной легкой оси магнитоупругой анизотропии, вдоль геометрической оси проволоки. При деформации кручением наблюдается резкое увеличение, почти вдвое, коэрцитивной силы H_c (при $\varphi = 18$ рад/см) с дальнейшим незначительным спадом. Значение остаточной индукции увеличивается от 0,9 до 1,3 Тл при деформации $\varphi \approx 6$ рад/см и в дальнейшем остается почти постоянным. Полученные результаты свидетельствуют о том, что при кручении наводится ось трудного намагничивания вдоль геометрической оси проволоки, либо, ось легкого намагничивания, ориентированная под большим углом к оси проволоки.

В деформированном ферромагнетике при необратимом скачкообразном изменении положения доменной границы наблюдается скачок намагниченности, сопровождаемый появлением импульсов ЭДС в измерительной катушке индуктивности. Вследствие неоднородности распределения дефектов в материале скачки Баркгаузена происходят обычно в небольших объемах ($\sim 10^{-9} \div 10^{-7}$ см³) и имеют некоторое статистическое распределение по амплитуде и длительности («шум Баркгаузена»). Были попытки увеличить объем скачков Баркгаузена путем деформации ферромагнитной проволоки из никеля и железоникелевых сплавов, в процессе которой образцы подвергались растяжению, сжатию, скручиванию и изгибу. На гистерезисных петлях при этом наблюдались участки скачкообразного изменения намагниченности величиной до 0,1 индукции насыщения. Однако вследствие неоднородности дефектов и статистической природы их образования не удавалось наблюдать такие скачки Баркгаузена регулярно от образца к образцу [26].

Для получения бистабильности магнитного провода можно использовать сплавы Co-Fe-Nb с более высоким содержанием кобальта ($> 70\%$) [8, 14]. Как было показано выше, бинарная система Co-Fe характеризуется переменным типом кристаллической структуры: вплоть до 20% Fe стабильной является γ -фаза; в интервале концентраций от 20 до 23% Fe имеется две структуры α и γ , а при больших концентрациях Fe стабильной является α -фаза. Добавим Nb (1 - 6)% оказывают существенное влияние на магнитные и механические свойства сплавов Co-Fe-Nb, где содержание железа изменяется в пределах от 10 до 25%. Такое влияние объясняется тем, что магнитные и механические свойства сплава Co-Fe-Nb указанного состава формируются после термомеханической обработки за счет образования метастабильных модулированных структур с распределением когерентных выделений (размером 50 - 200 Å), обогащенных железом [20-25].

В ферромагнитной проволоке в случае $\lambda_s \sigma \gg K_{м.к.}$ создается одноосность структуры магнитоупругой природы, причем, при $\lambda_s > 0$ ось проволоки становится единственной легкой осью намагничивания. В этом случае гистерезис обусловлен задержкой роста зародышей доменов перемагничивания. Такого типа механизм перемагничивания впервые наблюдал Преизах [27]. Благодаря сильной магнитной анизотропии вдоль оси проволоки при намагничивании такого образца образуется устойчивое монодоменное состояние. Петля гистерезиса имеет прямоугольную форму. При уменьшении магнитного поля и изменении знака при некотором его отрицательном значении $-H_s$ (поле старта) начинает расти зародыш обратной намагниченности и двигаться образованная граница между областями с противоположно ориентированными векторами намагниченности I_s . Следует заметить, что петля гистерезиса одноосного ферромагнетика будет стремиться к прямоугольной форме, вследствие задержки обратной намагниченности (рис. 14а).

Сочетание деформации растяжения в упругой области с пластической деформацией кручения в интервалах, позволяет зафиксировать магнитомеханическое состояние проволоки (бистабильный ферромагнетик), перемагничивание значительной части которого осуществляется гигантским скачком Баркгаузена (рис.14б).

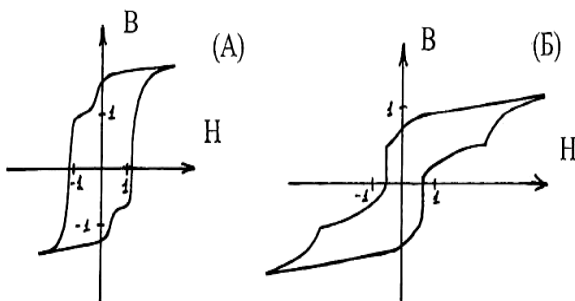


Рис. 14. Петля гистерезиса композиционной проволоки (Co-Fe-Nb) – (Fe-Ni) после волочения и отжига при 1000 °С в течение 15 сек (А), а также после комплексной обработки волочением и кручением и отжига при тех же условиях (Б).

(10 мкс).

Анализ результатов влияния деформации на значения H_c и B_r , а также параметров петли гистерезиса бистабильной проволоки Co-Fe-Nb показывает, что деформация растяжением до 100 МПа приводит к

Значение H_c и B_r деформированной кручением и растяжением проволоки существенно не изменилось по сравнению с исходной. Заметно увеличилась крутизна участков петли, соответствующих коэрцитивному состоянию оболочки проволоки Co-Fe-Nb. При этом импульс имеет, примерно, треугольную форму, что свидетельствует о постоянной скорости перемагничивания. Передние фронты импульсов от оболочки слегка размыты, так как при $|H| > 0,8$ кА/м процесс перемагничивания начинается комбинацией смещений доменной границы и вращением, а размытость связана с положением распределения малых скачков Баркгаузена при смещении доменной границы. Длительность малого импульса на половине высоты составляет порядка 300 мкс, что существенно больше длительности импульсов при перемагничивании бистабильной проволоки большим скачком Баркгаузена

существенному \approx в 2 раза возрастанию остаточной индукции B_r и незначительному увеличению коэрцитивной силы. При деформации кручением до $\varphi = 30$ рад/см и действии натяжения $\sigma = 14$ МПа почти вдвое возрастает значение коэрцитивной силы H_c и в 1,5 раза остаточной индукции B_r . Указанное поведение H_c и B_r при деформации свидетельствует о неоднородности наведенной анизотропии по сечению и соизмеримом вкладе магнитокристаллической и магнитоупругой составляющей в эффективную константу наведенной анизотропии. В опытах по растяжению проволоки Fe-Ni [4] преобладает магнитоупругая анизотропия $K_{м.у.} \gg K_{м.}$, и при прямоугольной петле - B_r увеличивается вдвое, а H_c - уменьшается вдвое.

Значение остаточной индукции B_r бистабильной проволоки 1,2 Тл соответствует растяжению $\sigma = 50$ МПа или деформации кручением $\varphi = 5$ рад/см при растяжении ± 4 МПа. Низкокоэрцитивное состояние H_c , соответствующее пороговому значению большого скачка Баркгаузена, по-видимому, связано с образованием наведенной (ОЛН) ориентированной предположительно под углом 45° относительно оси проволоки. Высококоэрцитивное состояние H_{c2} , соответствующее малому скачку Баркгаузена связано с образованием в оболочке ОЛН, ориентированной под большим, близким к 90° по отношению к оси проволоки. Таким образом, в случае бистабильного провода Co-Fe-Nb пороговое поле большого скачка Баркгаузена в равной мере могут определяться как вращением вектора намагниченности I_S , удерживаемого силами анизотропии, так и вращением I_S за счет смещения доменных границ. Анализ петли гистерезиса показывает, что смещение доменных границ начинается после большого скачка, связанного с возможным поворотом по механизму необратимого вращения. Далее наблюдается второй скачок (меньший по величине), обусловленный, по-видимому, тем же механизмом, но значение порогового поля при этом больше.

В отличие от механизма зародышеобразования обратной намагниченности и дальнейшего движения доменной границы, по схеме Сикстуса и Тонкса [28, 29], связанного с сильными флуктуациями порогового поля и влиянием затухания вследствие вихревых токов при движении доменной границы конечной толщины пороговое поле необратимого вращения вектора I_S носит более стабильный характер. Особенно это должно сказываться в динамическом режиме перемагничивания при достаточно больших частотах перемагничивания для проводящих ферромагнетиков. При низких скоростях перемагничивания отклонение времени начала генерации импульсов ЭДС находится в пределах τ от 20 мкс до нескольких микросекунд, а при увеличении частоты перемагничивания такое «дрожание» уменьшается и импульсы генерируются почти одновременно. При этом импульсы ЭДС регистрируются вплоть до 80 кГц и ограничение по частоте определяется сильным возрастанием импеданса сигнальной катушки и, связанного с этим уменьшения амплитуды импульсов ЭДС.

ВЫВОДЫ

Благодаря особенностям формирования магнитных свойств сплавов Co-Fe-Nb, в частности, стабильности α - фазы при ТМО, а также высокой пластичности, удалось существенно усовершенствовать технологию получения бистабильной магнитной проволоки. С высокой степенью прогнозируемости и воспроизводимости необходимые магнитные свойства проволока из сплавов Co-Fe-Nb приобретает в результате волочения при комнатной температуре, одном промежуточном отжиге для снятия напряжений и дальнейшем волочении до конечного диаметра при комнатной температуре. Высокая скорость перемагничивания, возможно, связана с некогерентным вращением вектора намагниченности в области с однородной анизотропией. Наличие наведенной магнитной оси имеет решающее значение для формирования определенного типа доменной структуры ферромагнетика и механизмов перемагничивания. Пороговое поле ГСБ определяется в равной степени как вращением вектора намагниченности против сил анизотропии, так и его вращением за счет смещения доменных границ. На основе цилиндрических магнетиков с гигантскими скачками Баркгаузена и прямоугольной петлей гистерезиса и монодоменной магнитной структурой создан магнитоимпульсный датчик. Разработанный бистабильный магнитный провод предназначен для изготовления магнитоимпульсных датчиков и преобразователей, магнитоуправляемых коммутационных устройств и бесконтактных датчиков первичной информации (датчиков положения, угла, скорости, интенсивности импульсов электромагнитного излучения - ЭМИ, электронных реле для двигателей внутреннего сгорания, кодовых карточек и замков и т.д.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С.В. Вонсовский Магнетизм. - Наука, 1971.
2. С. Тикадзуми Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. - М.: Мир, 1987.
3. С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества. - М.: Мир, 1983.
4. В.М. Рудяк Эффект Баркгаузена //УФН. – 1970. – Vol.101. – P.429-462.
5. Патент 3820090 США, кл.340-174. Bistable magnetic device / D. Wiegand. 1974.
6. А.И. Великодний и др. Магнитные эффекты в термомеханически обработанных сплавах // Обзоры по электронной технике. Серия 5. «Радиодетали и радиокомпоненты», 1978. - Вып.8. - 38 с.
7. А.С. 875477 СССР, АО1 1/02. Бистабильный магнитный провод и способ его получения / А.И. Великодний и др. опубл. 22.06.78.
8. А.И. Великодний, В.Г. Кириченко Исследование больших скачков Баркгаузена в ферромагнетике с магнитным расслоением // Вісник Харківського університету, серія фізична “Ядра, частинки, поля”- 1999. - №453. - В.3(7). -

- C.55-57.
9. А.Т. Лесник Природа магнитной анизотропии, наведенной пластической деформацией // ФММ. – 1974. – Т.37, № 2. – С.440-442.
 10. M. Markus Materials considerations in Wiegand effect Devices // Cerom. England Sei. Proc. – 1980. – Vol.1. – P. 5-6.
 11. G.S. Prokor, W.A. Soffa. Magnetic dispersion hardening in a Co-Fe-Nb Semihard magnetic alloy // IEEE Trans. Mag. – 1976. – Vol. 41. – P.19-26.
 12. К. Сикстус Опыты с большими скачками Баркгаузена // УФН. – 1959. - Т. XXII, вып.1. - С. 63-78.
 13. А.А. Литвиненко и др. Экспериментальное исследование флуктуаций параметров большого скачка Баркгаузена при циклическом перемагничивании // ФММ. – 1983. - Т.55, в.1. – С.102-107.
 14. А.И. Великодний, В.Г. Кириченко Особенности циклического перемагничивания деформированного ферромагнитного сплава Co-Fe-Nb // Вісник Харківського університету, серія фізична “Ядра, частинки, поля”– 2002. - №548. - В.1(17). – С.96-98.
 15. А.И. Великодний, В.Г. Кириченко Магнитные сплавы для вигандовских технологий // Высокочистые металлические и полупроводниковые материалы. Харьковская научная ассамблея. 22-27 апреля. Украина. - Харьков.-2002.-Харьков: ННЦ ХФТИ, ИПЦ "Контраст", 2002.-С.180-182.
 16. А.И. Великодний, В.Г. Кириченко Гигантские скачки Баркгаузена в ферромагнитных сплавах на основе кобальта // Труды 15 международной конференции по физике радиационных явлений и радиационному материаловедению. 10-15 июня 2002. Алушта, Крым. - С.78-79.
 17. А.И. Великодний, В.Г. Кириченко Магнитные импульсные элементы систем кодирования и опознания объектов. Семинар "Инновационные технологии и технические решения для борьбы с терроризмом", Харьков, 4-5 июля 2002г.- С.60-62.
 18. Н.А. Азаренков, А.И. Великодний, В.Г. Кириченко, И.М. Неклюдов Получение бистабильных элементов из магнитных сплавов системы CoFeNb для вигандовских технологий // Оборудование и технологии термической обработки металлов и сплавов. Ч.1. ОТТОМ - 3. Харьков: ННЦ ХФТИ, ИПЦ"Контраст", 2002.-С.103-107.
 19. V.G. Kirichenko, A.I. Velikodniy Magnetic pulse elements for code and identification systems of objects // "Innovation technologies and technical solves for fight with terrorism". Kharkov, 2002. - P.143-145.
 20. Н.А. Азаренков, А.И. Великодний, В.Г. Кириченко Особенности формирования и оптимального регулирования магнитной структуры вигандовского типа в сплавах Co-Fe-Nb // Оборудование и технологии термической обработки металлов и сплавов. Ч.1. - 2003. - С.279-282.
 21. М.О. Азаренков, А.И. Великодний, В.Г. Кириченко Технологія формування магнітних напівжорстких структур з гігантськими стрибками Баркгаузена // Каразінські природознавчі студії. 2004 р., м.Харків, Україна. - С.30-31.
 22. Н.А. Азаренков, А.И. Великодний, В.Г. Кириченко Формирование магнитной структуры в сплавах на основе кобальта с гигантскими скачками Баркгаузена // Труды XVI Международной конференции по физике радиационных явлений и радиационному материаловедению. 6-11 сентября 2004 Алушта, Крым. - XVI ICPRP. - С.60-61.
 23. Н.А. Азаренков, А.И. Великодний, В.Г. Кириченко Технология получения магнитных импульсных элементов систем кодирования и опознания // Оборудование и технологии термической обработки металлов и сплавов. Ч.2. Харьков, 2004. - С.84-88.
 24. Н.А. Азаренков, А.И. Великодний, В.Г. Кириченко, М.Г. Компаниец Получение гигантских скачков Баркгаузена в сплавах на основе кобальта // IX Международный научно-технический конгресс термистов и металлургов. Ч.2. Харьков, 2008. - С.299-303.
 25. А.Е. Вол. Строеие и свойства двойных металлических систем. - М.:1965.-Т.2.-С.681-695.
 26. В.В. Полотнюк Влияние высоких скоростей нагрева на магнитные свойства викаллой-II // УФЖ. – 1977. – С.1250-1253.
 27. F. Preisach Untersuchungen über der Barkhauseneffect // Ann. Phys. – 1929. – Vol. 3. – P.737-798.
 28. K. Sikstus, H. Tonks Propagation of large Barkhausen discontinuities // Phys. Rev. – 1931. – Vol. 37. – P. 930-958.
 29. К. Сикстус Опыты с большими скачками Баркгаузена // УФН. – 1939. – Т. XXII. – С.63-78.
 30. А.А. Литвиненко и др. Экспериментальное исследование флуктуаций параметров большого скачка Баркгаузена при циклическом перемагничивании // ФММ. – 1983. – Т. 55, в.1. - С.102.

ELECTROMAGNETIC PULSE GENERATION AT CYCLIC REVERSAL MAGNETIZATION OF WROUGHT FERROMAGNETIC ALLOYS

N.A. Azarenkov, A.I. Velikodniy,

V.G. Kirichenko, T.A. Kovalenko, M.G. Kompaniets, S.Yu. Kochetova

Kharkov National University, Department of Physics and Technology

Kurchatov Pr., 31, 61108, Kharkov, Ukraine

Research results of Co-Fe-Nb alloy system with huge Barkgauzen jumps of Vigand type are presented. Physical mechanisms of magnetic and mechanical properties formation of Co-Fe-Nb alloys are investigated. To produce a bistable magnetic wire used composite cylindrical materials based on magnetic semi-rigid Co-Fe-Nb alloys with the high contents of cobalt (> 70 %) used as a sheath and with an m-permalloy core. Magnetopulse elements based on these alloys were obtained. The parameters of the element were as follows: amplitude of reversal magnetization pulse was 10V at pulse-repetition frequency of up to 20 kHz, and pulse duration of 10 μ s with resistance of the reading coil of 30 Ohm in the working temperature range of 80 – 600 K, and working pressure range of up to 300 MPa.

KEY WORDS: ferromagnetic, Barkgauzen jumps, cobalt alloys, magnetopulse elements