

УДК 669.018.5:539.213.2

©1994

НАМАГНИЧИВАНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИКА С РАССЕЯННОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ТЕКСТУРОЙ В МАГНИТНОМ И УПРУГОМ ПОЛЯХ

В.Е.Тараничев, О.Ю.Немова

Описан процесс намагничивания ферромагнетика с рассеянной поперечной текстурой под действием магнитного поля и механического напряжения. В предположении о намагничивании путем вращения спонтанной намагниченности рассмотрен баланс энергий магнитной анизотропии, магнитостатической и магнитоупругой. Показана некогерентность вращения намагниченности, проявляющаяся тем сильнее, чем больше угол рассеяния текстуры. Получены выражения, связывающие угол поворота отдельных магнитных моментов с их первоначальным отклонением от макроскопической оси легкого намагничивания и с магнитным полем, а также величину деформационной намагниченности с полем смещения. Показан экстремальный характер последней зависимости. Определено критическое поле смещения, представляющее собой нижний предел полей, в которых возможно достижение наибольших значений магнитомеханических характеристик — коэффициента магнитомеханической связи, пьезомагнитной константы и ΔE -эффекта.

В [1,2] предложена модель изменения намагниченности аморфного ферромагнетика с одноосной поперечной анизотропией и положительной магнитострикцией при приложении к нему магнитного поля и растягивающих напряжений. Модель дает верные качественные результаты для полевой зависимости модуля Юнга [3,4], пьезомагнитной константы [5], коэффициента магнитомеханической связи [4], для изменений намагниченности и поля анизотропии деформированного ферромагнетика, подвергнутого намагничиванию магнитным полем [6]. Однако в [6] обнаружено расхождение с моделью [1] в случае деформационного намагничивания в малых полях смещения. Было высказано предположение о возможности описать полученные результаты путем усовершенствования модели [1] за счет перехода от однородной к рассеянной анизотропии. Ниже приводится аналитическое описание усовершенствованной модели.

1. Описание модели

Пусть ферромагнетик обладает магнитной структурой с равномерным распределением спонтанных магнитных моментов M внутри плоского годографа с углом 2θ (рис. 1,а). Половина объема имеет магнитные моменты, направленные в противоположную сторону симметрично-горизонтальной оси рис. 1,а и на рисунке не показана.

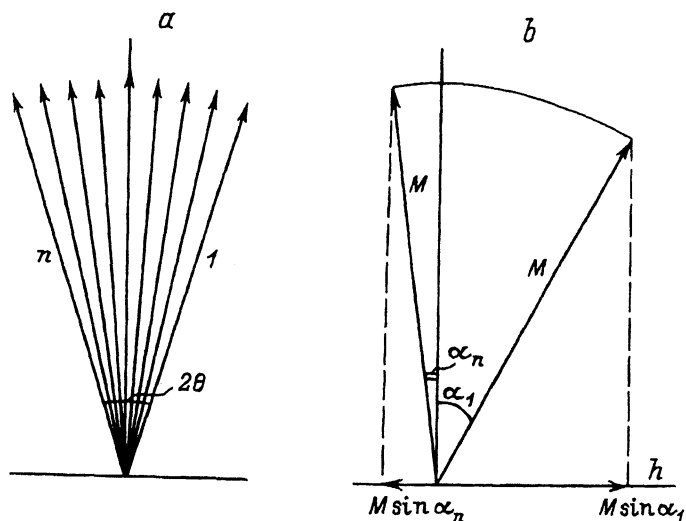


Рис. 1. Годограф магнитных моментов ферромагнетика с текстурой, рассеянной под углом 2θ (а). Угловое рассеяние магнитных моментов в поле h , не превышающем критического поля h_c (б).
Ось y — направление оси легкого намагничивания.

Таким образом, ферромагнетик макроскопически размагничен. Рассматриваемый ферромагнетик имеет макроскопическую ось легкого намагничивания (МОЛН), совпадающую с вертикальной осью симметрии годографа магнитных моментов. Примем угол θ настолько малым, что в ферромагнетике существуют только домены с границами, близкими к 180° конфигурации и расположенными параллельно МОЛН. Пусть энергия магнитной анизотропии одинакова во всех точках объема и составляет величину K . Пронумеруем магнитные моменты справа налево, крайнему правому моменту присвоим индекс 1 , крайнему левому — индекс n (рис. 1,а). При приложении к такой системе магнитного поля \mathbf{H} в направлении, перпендикулярном к МОЛН, векторы годографа будут поворачиваться в направлении к полю (по часовой стрелке на рис. 1,а). Проанализируем поведение первого и n -го моментов. Их поворот приведет к изменению магнитной энергии F [7],

$$\begin{aligned} F_1 &= K \sin^2 \varphi_1 - MH \cos \left(\frac{\pi}{2} - \theta - \varphi_1 \right), \\ F_n &= K \sin^2 \varphi_n - MH \cos \left(\frac{\pi}{2} + \theta - \varphi_n \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\varphi_{1,n}$ — углы поворота этих векторов под действием \mathbf{H} . Найдем равновесные величины $\varphi_{1,n}$ из условий $\partial F_{1,n} / \partial \varphi_{1,n} = 0$. Введя обозначения поля анизотропии $H_A = 2K/M$ и приведенного поля $h = H/H_A$, получим

$$\begin{aligned} \sin \varphi_1 + h \operatorname{tg} \varphi_1 \sin \theta - h \cos \theta &= 0, \\ \sin \varphi_n - h \operatorname{tg} \varphi_n \sin \theta - h \cos \theta &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Условие $\varphi_n = \theta$ соответствует повороту крайнего левого вектора до совпадения с МОЛН. Это произойдет в случае приложения поля,

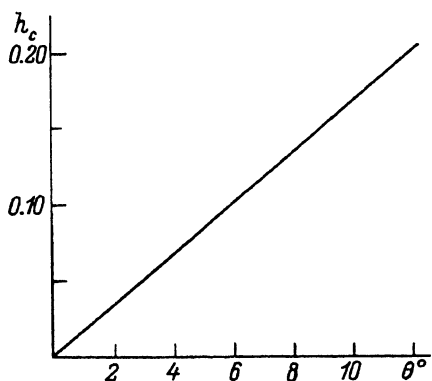


Рис. 2. Зависимость критического поля h_c от величины угла рассеяния текстуры θ .

которое обозначим как критическое h_c . Из второго уравнения (2) при условии $\varphi_n = \theta$ получим

$$\theta = (1/2) \arcsin 2h_c. \quad (3)$$

Из того же уравнения (2) можно получить выражение для h_c

$$h_c = (1/2) \sin 2\theta. \quad (4)$$

На рис. 2 приведен график связи между h_c и θ согласно (4). Для малых полей $h \ll h_c$ можно считать, что $\varphi_{1,n} \simeq \sin \varphi_{1,n} \simeq \operatorname{tg} \varphi_{1,n}$. Тогда из (2) получаем

$$\varphi_1 = \frac{h \cos \theta}{1 + h \sin \theta}, \quad \varphi_n = \frac{h \cos \theta}{1 - h \sin \theta}. \quad (5)$$

Видно, что $\varphi_n > \varphi_1$ подобное неравенство характерно для любой пары векторов, симметричных относительно МОЛН в исходном годографе. Вращение магнитных моментов в заданной системе носит некогерентный характер. Неравенство $\varphi_n > \varphi_1$ свидетельствует о том, что при намагничивании годограф складывается, его угол уменьшается по сравнению с исходным 2θ . При этом, очевидно, теряется и исходная равномерность углового распределения магнитных моментов. Однако отмеченные особенности ослабевают с уменьшением угла θ . Так, для $h = 0.05$ и $\theta = 10^\circ$ $\varphi_1/\varphi_n = 0.982$, а для $\theta = 5^\circ$ $\varphi_1/\varphi_n = 0.992$. Внутренние моменты годографа отклоняются при намагничивании на углы, отличающиеся друг от друга в еще меньшей степени, чем φ_1 и φ_n , поскольку их исходные углы отклонения от МОЛН не превышают θ . Поэтому можно считать, что в пределах указанных выше значений h и θ угловое распределение магнитных моментов годографа при повороте остается практически равномерным. Очевидно, для значений $h < 0.05$, $\theta < 10^\circ$ упрощающее условие вывода выражений (5) можно ослабить до $h < h_c$.

Если к ферромагнетику с положительной магнитострикцией λ_s , намагниченному полем h , приложить упругое растягивающее напряжение σ вдоль оси магнитного поля, то произойдет дополнительный поворот магнитных моментов. Рассмотрим качественные условия такого поворота для ферромагнетика, подмагниченного полем смещения

$h < h_c$, магнитная структура которого показана на рис. 1, *b*. В результате деформации векторы, лежащие левее МОЛН, могут уменьшить энергию взаимодействия с σ за счет поворота против часовой стрелки, а векторы, лежащие правее МОЛН, — по часовой стрелке. Полный поворот до совпадения с осями H и σ правых векторов произойдет в результате приложения $\sigma \geq \sigma_c = 2K/3\lambda_s$ [1]. Для левых моментов ситуация сложнее, так как при их повороте против часовой стрелки возрастает как энергия анизотропии за счет отклонения от локальных ОЛН, так и магнитоэстетическая энергия взаимодействия M с H , поскольку при полном повороте M становится антипараллельными к H . Для их полного поворота потребуется приложение напряжений $\sigma > \sigma^* = (2K + MH)/3\lambda_s$. Однако в процессе поворота моментов в противоположные стороны произойдет дополнительное понижение магнитоэстетической энергии системы за счет разбиения ферромагнетика на антипараллельные домены со 180° границами, расположенными вдоль H и σ . Поэтому, вероятно, минимальная величина σ_n , достаточная для полного поворота всех моментов до совпадения с осью H и σ , будет удовлетворять условию

$$\frac{2K}{3\lambda_s} \lesssim \sigma_n < \frac{2K + MH}{3\lambda_s}. \quad (6)$$

В случае приложения к подмагниченному ферромагнетику напряжения σ_n его макроскопическая продольная намагниченность будет определяться разностью приращений горизонтальных компонент «правых» и «левых» моментов (рис. 1, *b*). Если система подмагничена полем $h > h_c$, то поворот всех векторов годографа будет иметь направление часовой стрелки. Рассматриваемая модель вырождается в случай, описанный в [1]. Формальный переход можно осуществить, заменив годограф суммарным вектором намагниченности.

Расчет деформационной намагниченности M_σ или в приведенной форме $m_\sigma = M_\sigma/M$ можно осуществить из следующих соображений. Каждый вектор годографа отклонен от МОЛН на некоторый угол α_i и имеет проекцию на ось намагничивания $M \sin \alpha_i$. При его полном повороте до совпадения с осью намагничивания он даст прибавку к продольной намагниченности, равную $M(1 - \sin \alpha_i)$. Для отыскания суммарной намагниченности необходимо проинтегрировать вклады от всех векторов

$$m_\sigma = \int_{\alpha_n}^{\alpha_1} p(1 - \sin \alpha) d\alpha, \quad (7)$$

где p — плотность распределения моментов. Для равномерного распределения $p = 1/2\theta$ и продольная деформационная намагниченность составит в результате интегрирования (7)

$$m_\sigma + \frac{1}{2\theta}(\alpha_1 - \alpha_n + \cos \alpha_1 - \cos \alpha_n). \quad (8)$$

Выражая $\alpha_{1,n}$ через введенные ранее обозначения $\alpha_1 = \theta + \varphi_1$, $\alpha_n = \theta - \varphi_n$ и используя (5), после преобразований (8) получим (опу-

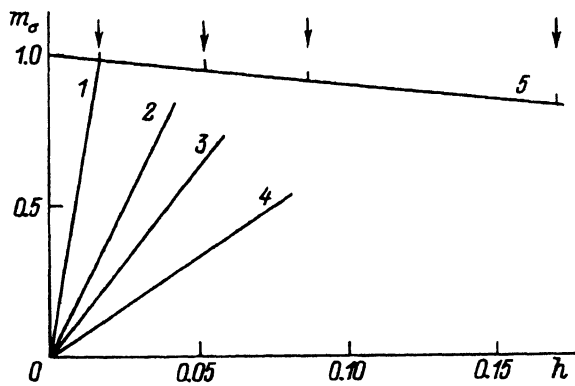


Рис. 3. Изменение предельной деформационной намагниченности m_σ в зависимости от поля смещения h .

Угол рассеяния текстуры θ (град): 1 — 1, 2 — 3, 3 — 5, 4 — 10, 5 — зависимость $m_\sigma(h)$ согласно [1,2]. Стрелками указаны величины критических полей.

щены члены более высоких порядков малости)

$$m_\sigma = \frac{h \cos \theta}{\theta (1 - h^2 \sin^2 \theta)}. \quad (9)$$

Выражение (9) справедливо для $h < h_c$ при небольших величинах θ . На рис. 3 показаны графики функции (9) до значений h_c определенных из (4).

Таким образом, зависимость деформационной намагниченности от поля смещения описывается почти линейно возрастающей функцией в малых полях $h < h_c$ согласно описанной модели и линейно убывающей функцией в полях $h > h_c$ согласно модели [1]. Подобная зависимость наблюдалась в [6] для аморфных сплавов, отожженных в поперечном магнитном поле. С достаточным приближением выражение (9) может быть сведено к виду

$$m_\sigma = h \frac{\cos \theta}{\theta}. \quad (10)$$

Подставив $h = h_c$ из (4) в (10), можно определить наибольшее значение m_σ^{\max} , которое достигается в результате деформационного намагничивания

$$m_\sigma^{\max} = \frac{\sin \theta}{\theta} \cos^2 \theta. \quad (11)$$

При $\theta \rightarrow 0$, согласно (11), $m_\sigma^{\max} \rightarrow 1$, т.е. для системы с однородной анизотропией описываемая модель совпадает с моделью [1].

2. Анализ модели и обсуждение

Использование экспериментальных данных из [6] позволяет рассчитать угол рассеяния магнитной текстуры θ . Получаем, согласно (3), $\theta = 10.5^\circ$ и, согласно (10), $\theta = 7.3^\circ$. Очевидно, последнее значение получено с большей точностью, поскольку оно соответствует меньшим полям и ошибки округлений для него менее значимы. Кроме того, основными источниками погрешности модели являются упрощения, принятые для простоты анализа: равномерность углового распределения магнитных моментов в исходном годографе, постоянное значение

константы магнитной анизотропии для всех моментов. Преодоление указанных упрощений возможно путем численного расчета.

В реальных сплавах рассеяние магнитной текстуры, наведенной отжигом в магнитном поле, может проявляться по крайней мере двумя путями: макроскопическим образом — как отклонение магнитных моментов отдельных доменов по отношению друг к другу с однородной намагниченностью внутри каждого домена, микроскопическим образом — через локальную магнитную анизотропию внутри каждого домена.

В [1] были сформулированы условия, необходимые для достижения наибольших значений коэффициента магнитомеханической связи, пьезомагнитной константы и ΔE -эффекта. Для увеличения значений этих свойств необходимо повышать M , λ_s и понижать K . С точки зрения представленной модели, повышение указанных характеристик эквивалентно повышению m_σ^{\max} . Представленный анализ показывает, что условия [1] должны быть дополнены минимизацией угла рассеяния магнитной текстуры.

Рассеяние магнитной текстуры приводит к понижению m_σ^{\max} , что следует из (11), и увеличению значения поля смещения, в котором наблюдаются предельные для данного материала магнитомеханические свойства, что следует из (4).

Модель [1] указывает, что максимум магнитомеханических характеристик реализуется в поле $H_{A,\sigma} = (2K - 3\lambda_s\sigma)/M$. В терминах настоящей модели этому полю соответствует приведенное поле $h_m = H/H_A = 1 - 3\lambda_s\sigma/2K$, причем при условии $\sigma < \sigma_c$. Отсюда следует, что в ферромагнетике с однородной анизотропией уменьшение h_m возможно за счет повышения σ . В пределе $\sigma \rightarrow \sigma_c$ $h_m \rightarrow 0$. Однако в экспериментах [3-6,8] поле h_m составляет не менее 0.15, а иногда достигает даже 0.7, и одной из причин таких экспериментальных результатов может быть рассеянная поперечная магнитная текстура. В самом деле, величина m рассчитана в настоящей работе при условии $\sigma > \sigma_n > \sigma_c$. Поэтому поле h_c ограничивает снизу значения h_m , т.е. поля смещения, в которых достигаются экстремумы магнитомеханических характеристик. Согласно модели [1], магнитомеханические свойства зависят от поля смещения экстремальным образом при воздействии напряжения $\sigma < \sigma_c$; согласно настоящей модели, подобный вид зависимости сохраняется и в случае $\sigma > \sigma_c$.

С точки зрения обработки аморфных сплавов на высокие свойства сформулированные выше требования являются взаимоисключающими: уменьшение угла рассеяния текстуры возможно только благодаря увеличению константы наведенной магнитной анизотропии. Значит, для получения высоких коэффициента магнитомеханической связи и пьезомагнитной константы необходимо создавать в материале некоторое оптимальное сочетание величин K и θ .

Список литературы

- [1] Livingston J.D. // Phys. Stat. Sol. A. 1982. V. 70. N 2. P. 591-596.
- [2] Spano M.L., Hathaway K.U., Savage H.T. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 4. P. 2667-2669.
- [3] Кобелев Н.П., Сойфер Я.М., Штейнберг В.Г., Левин Ю.Б. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1564-1568.

- [4] Wun-Fogle M., Savage H.T., Spano M.L. // J. Mater. Eng. 1989. V. 11. N 1. P. 103-109.
- [5] Clark A.E., Wun-Fogle M. // IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. N 5. P. 3611-3612.
- [6] Тараничев В.Е., Аленов М.Н. // Металлофизика. 1991. Т. 13. № 10. С. 84-87.
- [7] Акулов Н.С. Ферромагнетизм. М.; Л.: Гостехиздат, 1939. 188 с.
- [8] Kabakoff L.T. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 11. P. 8098-8100.

Московский институт
стали и сплавов

Поступило в Редакцию
13 октября 1993 г.
