

**MAGNETOSTRICTION  
PHENOMENA  
AND MATERIALS  
WITH GIGANTIC  
MAGNETOSTRICTION**

K. P. BELOV

*The mechanisms of arising of magnetostriction in ferromagnetics are considered: "exchange" and anisotropic. The giant anisotropic magnetostriction in rare earth materials discovered by physicists of Moscow State University are considered. Problems of technical application of materials with gigantic magnetostriction are discussed.*

**Рассмотрены механизмы возникновения магнитострикции в ферромагнетиках: обменной и анизотропной. Рассказано о гигантской анизотропной магнитострикции в редкоземельных материалах, открытой физиками Московского университета. Обсуждается проблема технических применений этих материалов.**

**МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ  
ЯВЛЕНИЯ.  
МАТЕРИАЛЫ С ГИГАНТСКОЙ  
МАГНИТОСТРИКЦИЕЙ**

К. П. БЕЛОВ

Московский государственный университет  
им. М.В. Ломоносова

**ВВЕДЕНИЕ**

Магнитострикция (от лат. натяжение, сжатие) — изменение формы и размеров тела при его намагничивании. Это явление свойственно как сильно магнитным (ферромагнитным), так и парамагнитным и диамагнитным веществам. Магнитострикция — результат проявления взаимодействий в магнитных телах. Изучение магнитострикции помогает выявить природу указанных взаимодействий. Магнитострикция неизменно привлекает внимание не только физиков, но также и инженеров с точки зрения конструирования новых приборов и технических устройств.

Магнитострикция оценивается безразмерной величиной — относительным изменением размеров магнетика  $\lambda = \Delta l/l$ , где  $\Delta l$  — удлинение (или укорочение) при включении магнитного поля  $H$ , а  $l$  — длина образца. В экспериментах обычно измеряется  $\lambda_{\parallel}$  — продольная магнитострикция, когда напряженность поля  $H$  совпадает с направлением измерения,  $\lambda_{\perp}$  — поперечная магнитострикция, когда указанные направления взаимно перпендикулярны. Величины  $\lambda_{\parallel}$  и  $\lambda_{\perp}$  малы (даже для ферромагнетиков), и для их измерения применяются специальные методы и установки.

Различают два вида магнитострикции: изотропную (обменную) и анизотропную (магнитодипольную и одноионную). Ниже в упрощенной и качественной форме объясняются механизмы их возникновения.

**ОБМЕННАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ**

Этот вид магнитострикции возникает в результате изменения обменного взаимодействия между магнитными моментами атомов  $M_{ат}$  в кристаллической решетке. Объясним, что это такое. Магнетизм атома обусловлен электронами (ядро атома дает очень малый вклад в магнетизм атома, и им обычно пренебрегают). Электроны атома участвуют в создании  $M_{ат}$  двойко. Во-первых, каждый электрон, вращаясь вокруг ядра, образует микроскопический замкнутый ток, величина его равна произведению микроскопического тока на площадь орбиты

электрона. Этот магнитный момент называется орбитальным  $M_{орб}$  и изображается в виде вектора, направленного перпендикулярно площади орбиты. Во-вторых, каждый электрон обладает своеобразным “собственным” магнитным моментом (согласно выводам квантовой механики). Его называют спиновым  $M_{сп}$  (от англ. spin – вращение). Векторное сложение  $M_{орб}$  и  $M_{сп}$  дает  $M_{ат}$ . Следует отметить, что внутри атома  $M_{орб}$  и  $M_{сп}$  связаны магнитными силами (спин-орбитальным взаимодействием).

В кристаллах ферромагнетиков, как было показано в 30-е годы русским теоретиком Я.И. Френкелем и немецким теоретиком В. Гейзенбергом, между электронами соседних магнитных атомов возникает особый вид взаимодействия, который они назвали обменным. Это электростатическое взаимодействие, однако оно не простое (кулоновское), а квантовое. В механизме обменного взаимодействия электронов важная роль отводится направлению спинов соседних атомов. Обменным его назвали потому, что в процессе данного взаимодействия электроны соседних магнитных атомов как бы обмениваются своими местами. Результатом обменного взаимодействия электронов является то, что моменты  $M_{сп}$  электронов устанавливаются параллельно друг другу, возникает спонтанная или самопроизвольная намагниченность (то есть без участия внешнего поля  $H$ ). Поскольку  $M_{сп}$  и  $M_{орб}$  взаимосвязаны, то можно говорить, что спонтанная намагниченность  $I_s$  создается упорядочиванием магнитных моментов  $M_{ат}$  (намагниченность  $I_s$  – это число однонаправленных  $M_{ат}$  в  $1\text{ см}^3$  ферромагнетика).

Спонтанная намагниченность обращается в нуль при температуре  $T_C$ , называемой точкой Кюри (по имени французского физика, открывшего ее). Величину обменного взаимодействия можно оценить по величине  $T_C$ . При этой температуре тепловое движение разрушает упорядоченное расположение моментов  $M_{ат}$ , созданное обменным взаимодействием. Отсюда следует, что чем больше обменное взаимодействие в ферромагнетике, тем выше должна быть температура  $T_C$  для разрушения магнитного порядка.

Возникновение обменной магнитострикции можно наглядно пояснить следующим образом. Представим себе, что имеется цепочка магнитных атомов при температурах, близких к  $T_C$ . В области  $T_C$  большинство моментов  $M_{ат}$  находятся в разупорядоченном состоянии, так как действие теплового движения на атомы больше, чем обменное взаимодействие. Пусть  $r_0$  – равновесное расстояние между атомами, соответствующее этому состоянию ферромагнетика (рис. 1, а). Включим теперь поле  $H$ . Моменты  $M_{ат}$  повернутся по полю (рис. 1, б), но это приведет к изменению обменной энергии (поскольку, согласно теории, данная энергия зависит от направления спинов взаимодействующих электронов, принадлежащих соседним атомам). Состоя-

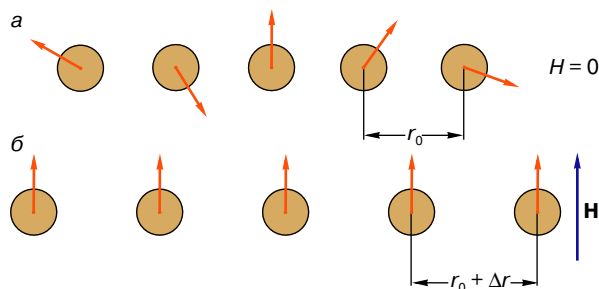


Рис. 1. К объяснению явления обменной магнитострикции

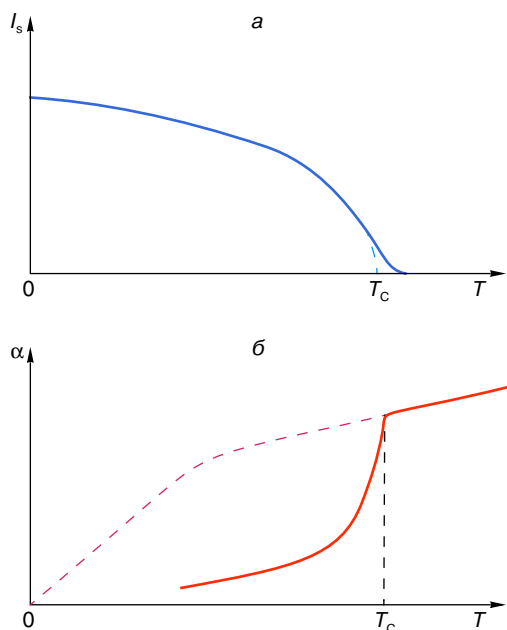
нию ферромагнетика на рис. 1, б будет соответствовать другое равновесное расстояние между атомами:  $r_0 + \Delta r$ , где  $\Delta r$  есть не что иное, как обменная магнитострикция. В ферромагнетиках, обладающих кубической симметрией, величина  $\Delta r$  не зависит от направления в кристалле, следовательно, обменная магнитострикция будет изотропной. Это означает, что в кубическом кристалле величина  $\Delta r$  будет одной и той же во всех направлениях последнего. Эта магнитострикция будет проявляться в изменении объема кристалла  $\Delta V/V$ , при этом в большинстве ферромагнетиков она положительна, то есть при включении внешнего поля  $H$  объем образца увеличивается.

Как мы видели, подобного рода магнитострикция сопутствует процессу намагничивания ферромагнетика, при котором под влиянием  $H$  происходит ориентация моментов  $M_{ат}$ . Процесс напоминает намагничивание парамагнетиков, поэтому он получил название парапроцесса. Парапроцесс особенно интенсивен в области точки Кюри, и обменная магнитострикция здесь достигает наибольшей величины.

Отметим, что в ферромагнетиках, обладающих гексагональной структурой, например в редкоземельном металле гадолинии Gd, парапроцесс и обменная магнитострикция обладают анизотропией.

### СПОНТАННАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ И ИНВАР-ЭФФЕКТ

Магнитострикция, обусловленная изменением обменного взаимодействия, проявляется не только при приложении магнитного поля  $H$ , но также при изменении температуры ферромагнетика (при отсутствии  $H$ ). Это тепловая магнитострикция (иногда называемая термострикцией) особенно велика в области точки Кюри. В самом деле, из вида температурной зависимости спонтанной намагниченности  $I_s$ , представленной на рис. 2, а, следует, что число разупорядоченных моментов  $M_{ат}$  особенно бурно возрастает при приближении к  $T_C$ . Это приводит к некоторому изменению обменной энергии, что, в свою очередь, вызывает обменную магнитострикцию  $(\Delta V/V)_T$ , однако в противоположность действию



**Рис. 2.** К объяснению возникновения инвар-эффекта: *а* – температурная зависимость спонтанной намагниченности инварного сплава (схематически); *б* – температурная зависимость коэффициента теплового расширения инварного сплава (штриховая линия – температурный ход  $\alpha$  при отсутствии влияния спонтанной магнитострикции)

парапроцесса отрицательную (так как она сопутствует разупорядочиванию моментов  $M_{ат}$ ).

У некоторых ферромагнетиков эффект спонтанной магнитострикции оказывает существенное влияние на тепловое расширение, так как приводит к частичной компенсации последнего. На рис. 2, *б* штриховой линией схематически показан температурный ход коэффициента теплового расширения  $\alpha = 1/l(\Delta l/\Delta T)$  ферромагнитного сплава 36%Ni + 64%Fe при отсутствии компенсирующего действия обменной магнитострикции, сплошная кривая – зависимость  $\alpha(T)$ , экспериментально наблюдаемая. Видно, что в определенном интервале температур  $\alpha$  может приобретать очень низкие значения.

Указанный выше сплав носит название инвара (не изменяющего свои размеры при нагреве) и давно применяется в часовой и приборостроительной промышленности. В настоящее время существует большое число сплавов типа инвар; природа их малого коэффициента теплового расширения магнитная. Явление компенсации коэффициента теплового расширения спонтанной магнитострикцией получило название инвар-эффекта. В гадолинии инвар-эффект анизотропен, то есть различен по разным осям гексагонального кристалла.

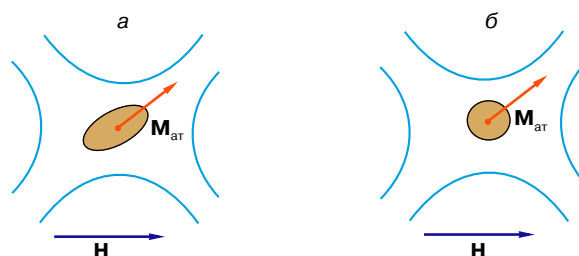
## АНИЗОТРОПНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ (МАГНИТОДИПОЛЬНАЯ И ОДНОИОННАЯ)

Кроме рассмотренной выше обменной магнитострикции в ферромагнетиках при приложении поля  $H$  возникает анизотропная магнитострикция. Она сопутствует процессам намагничивания в полях более слабых, чем те, в которых проявляется парапроцесс. Анизотропия ее состоит в том, что  $\lambda$  по различным осям кристалла имеют разные величины и знаки. Характерная черта анизотропной магнитострикции состоит в том, что при ней меняется форма образца (при ничтожно малом изменении объема).

В теории рассматриваются два механизма анизотропной магнитострикции: 1) магнитодипольный и 2) одноионный. В первом из них рассчитывается магнитное взаимодействие магнитных моментов  $M_{ат}$ , расположенных в узлах кристаллической решетки, при этом магнитные моменты  $M_{ат}$  уподобляются магнитным диполям (то есть маленьким магнетикам с северным и южным полюсами).

Магнитодипольное взаимодействие в кристаллах кубической симметрии вдоль ребра и диагоналей куба будет различным, следовательно, равновесные расстояния между магнитными атомами в этих направлениях будут также различными, то есть магнитострикции будут разными по величине в этих направлениях. Однако данный механизм дает малый вклад в анизотропию магнитострикции ферромагнетиков.

Как показали исследования, главным для анизотропной магнитострикции является одноионный механизм. Определяющую роль в нем играет наличие у магнитного атома или иона (то есть заряженного атома) орбитального магнитного момента  $M_{орб}$ . Согласно теории, в этом случае электронное орбитальное облако приобретает несферическую (анизотропную) конфигурацию (на рис. 3, *а* оно условно изображено в виде эллипсоида). Наглядно механизм возникновения анизотропной магнитострикции можно представить следующим образом. Пусть анизотропный магнитный ион находится в кристаллической решетке в окружении других ионов, создающих электростатическое поле (оно обычно называется кристаллическим). На рис. 3



**Рис. 3.** К объяснению одноионного механизма возникновения анизотропной магнитострикции: *а* – случай Tb и Dy, *б* – случай Gd

условно показаны голубыми линиями кристаллические поля, создаваемые окружающими ионами, отражающими локальную симметрию кристалла. При приложении поля  $\mathbf{H}$  магнитный момент иона  $\mathbf{M}_{ат} = \mathbf{M}_{сп} + \mathbf{M}_{орб}$  ориентируется в направлении  $\mathbf{H}$  и одновременно с ним поворачивается анизотропное электронное облако иона, которое возмущает электростатическое поле окружающих ионов. В результате кристаллическая решетка испытывает анизотропные деформации в соответствии с симметрией кристалла. Эти деформации есть не что иное, как анизотропная магнитострикция.

Подобного вида анизотропная магнитострикция очень велика в редкоземельных металлах (не всех), так как их ионы обладают большими величинами орбитальных моментов  $\mathbf{M}_{орб}$  (см. далее об этом подробнее).

Отметим, что редкоземельный металл гадолиний не имеет орбитального момента ( $\mathbf{M}_{орб} = 0$ ) и его атомный момент  $\mathbf{M}_{ат}$  содержит только спиновую составляющую ( $\mathbf{M}_{ат} = \mathbf{M}_{сп}$ ). Вследствие этого электронное облако его иона имеет сферическую форму. Как следует из рис. 3, б, при приложении поля  $\mathbf{H}$  поворот электронного облака не приводит к возмущению кристаллического поля окружающих ионов, следовательно, здесь не работает механизм одноионной магнитострикции. В Gd и его соединениях наблюдаемая анизотропная магнитострикция, по-видимому, обязана магнитодипольному механизму.

Ситуация с анизотропной магнитострикцией в металлах Fe, Ni, их сплавах и ферритах близка к случаю Gd. Намагничивание в них происходит в основном за счет спиновых моментов и в небольшой степени за счет орбитальных моментов. В этих магнетиках кристаллическое поле так сильно воздействует на  $\mathbf{M}_{орб}$ , что они как бы закрепляются в решетке и теряют способность вращаться в направлении магнитного поля. Это явление принято называть замораживанием орбитального момента. Однако в некоторых из этих соединений замораживание  $\mathbf{M}_{орб}$  происходит не полностью. Поэтому в данных веществах (например, ферритах) возникает анизотропная магнитострикция одноионной природы, но много меньшая по величине, чем в редкоземельных магнетиках.

**ГИГАНТСКАЯ АНИЗОТРОПНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ В ТЕРБИИ, ДИСПРОЗИИ, ИХ СПЛАВАХ И СОЕДИНЕНИЯХ**

В 1961–1965 годах было установлено [1, 2], что анизотропная магнитострикция редкоземельных металлов тербия Tb, диспрозия Dy, их сплавов и ферритов-гранатов при низких температурах превышает анизотропную магнитострикцию железа, кобальта, никеля и их сплавов в десятки, сотни и даже тысячи раз (в монокристаллах). Несколько позд-

нее такая гигантская магнитострикция<sup>1</sup> была обнаружена в так называемых интерметаллических соединениях TbFe<sub>2</sub> и DyFe<sub>2</sub> [3]. В них эта магнитострикция реализуется не только при низких температурах, но и выше комнатных температур.

В табл. 1 приведены результаты измерения продольной магнитострикции насыщения  $(\lambda_s)_\parallel$  (то есть в полях  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_s$ ) при температуре жидкого азота 78 К в поликристаллах Tb и Dy (для сравнения даны соответствующие значения  $(\lambda_s)_\parallel$  для поликристаллов Fe, Co и Ni).

Огромных величин достигает  $\lambda_s$  в гексагональных кристаллах Tb и Dy (табл. 2). При этом она особенно велика вдоль гексагональной оси  $\mathbf{c}$  и несколько меньше вдоль  $\mathbf{a}$ . (На рис. 4, а показаны направления этих осей.) Видно, что эти значения в сотни раз больше, чем в кристалле Ni. (На рис. 4, б показаны направления осей кубического кристалла Ni символами [111], [100] и [110].)

На рис. 5 представлены кривые магнитострикции  $\lambda(\mathbf{H})$  гексагонального монокристалла Tb вдоль его оси  $\mathbf{c}$  и в базисной плоскости при разных температурах.

В поле, приложенном в базисной плоскости, магнитострикция сравнительно быстро стремится к насыщению (рис. 5, а), тогда как в направлении гексагональной оси  $\mathbf{c}$  тенденция к насыщению не обнаруживается даже в очень сильном поле ( $H = 150$  кЭ).

<sup>1</sup> Гигантская магнитострикция в редкоземельных магнетиках (и в некоторых соединениях урана) была открыта в 1961 году в Московском университете при участии будущих Соросовских профессоров Р.З. Левитина, С.А. Никитина и автора настоящей статьи (диплом на открытие № 225 по Госреестру СССР, 1980).

Таблица 1

Металл	$(\lambda_s)_\parallel \cdot 10^6$
Tb	1230
Dy	1400
Fe	-15
Co	-85
Ni	-40

Таблица 2. Магнитострикция в кристаллах Tb, Dy, Gd и Ni

Металл	T, K	$(\lambda_s)_\parallel \cdot 10^6$	Кристаллическая ось
Tb	4,2	5 460	$\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$
	4,2	22 000	$\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$
Dy	4,2	8 500	$\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$
	4,2	21 000	$\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$
Gd	78	-80	$\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$
	78	-16	$\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$
Ni	78	-60	$\mathbf{H} \parallel [111]$

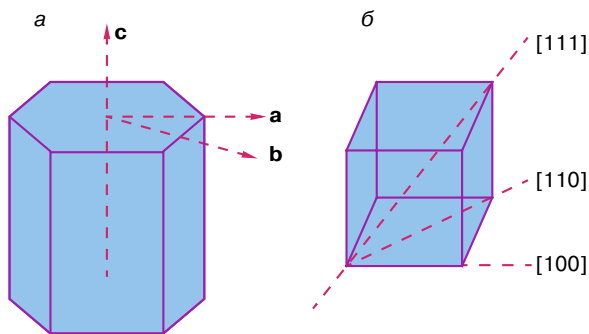


Рис. 4. Направления осей: а – в гексагональном кристалле и б – в кубическом кристалле

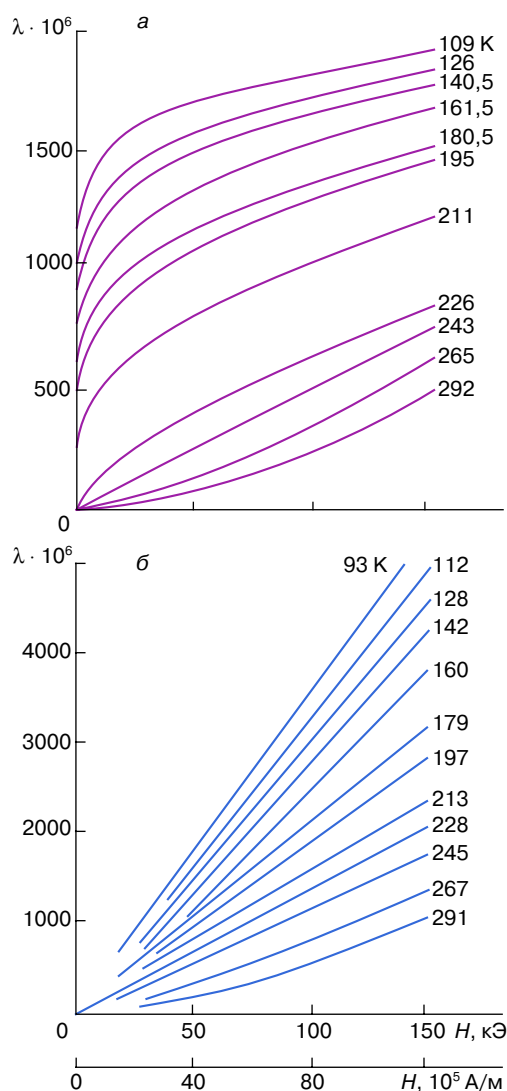


Рис. 5. Зависимость магнитострикции в кристалле тербия от напряженности магнитного поля  $H$ : а – базисная плоскость ( $H \perp c$ ), б – гексагональная ось ( $H \parallel c$ )

Анализ приведенных результатов измерений показал, что за гигантскую магнитострикцию в Tb и Dy ответственны два механизма: одноионная магнитострикция и обменная магнитострикция (возникающая вдоль оси  $c$ , так как в этом направлении обменное взаимодействие сильно зависит от межатомного расстояния).

В работе [2] было впервые обнаружено, что ряд ферритов-гранатов  $R_3Fe_5O_{12}$  ( $R = Tb, Dy, Ho$ ) в области гелиевых и азотных температур обладает гигантской магнитострикцией (порядка  $10^{-3}$ ).

В табл. 3 приведены результаты измерений ее в кристаллах этих веществ. Видно, что она носит также анизотропный характер в направлениях [100] и [111] и возникает, как и в металлах Tb и Dy, за счет механизма одноионной анизотропии. Дело в том, что в ионах Tb, Dy (и других редкоземельных ионах) ответственная за магнетизм  $4f$ -электронная оболочка находится в “глубине” иона; выше располагаются другие оболочки, которые экранируют ее от действия внутрикристаллического поля, в результате чего орбитальный момент  $M_{orb}$  не замораживается этим полем. Более подробные сведения о гигантской анизотропной магнитострикции в редкоземельных магнетиках приведены в монографии [4].

Таблица 3

Феррит-гранат	$\lambda_{[100]} \cdot 10^5$		$\lambda_{[111]} \cdot 10^5$	
	4,2 К	78 К	4,2 К	78 К
Tb <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	1270	67	2460	560
Dy <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	-1400	-254	-550	-145
Ho <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	-665	-82	-632	-56

Наконец, отметим, что необычайно высокая анизотропная магнитострикция наблюдалась в актинидных магнетиках (урановых, нептуниевых и др.). Так, в соединениях US при  $T = 4,2$  К величина  $\lambda_{[111]} = 7000 \cdot 10^{-6}$ , а в NpFe<sub>2</sub>  $\lambda_{[111]} = -8000 \cdot 10^{-6}$ . В этих соединениях, так же как и в редкоземельных магнетиках, ответственны за возникновение гигантской анизотропной магнитострикции орбитальные магнитные моменты  $5f$ -оболочек.

### К ПРОБЛЕМЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГИГАНТСКОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МАГНЕТИКОВ В ПРИКЛАДНЫХ ЦЕЛЯХ

Гигантская магнитострикция и родственные ей магнитострикционные эффекты, проявляющиеся в редкоземельных магнетиках, привлекают внимание инженеров с точки зрения конструирования новых приборов и технических устройств. Перечень их довольно обширен: генераторы мощного звука и ультразвука, сверхчувствительные приемники звука,

магнитострикционные механизмы микроперемещений и нажимных устройств, линии задержки звуковых и электрических сигналов и другие устройства для радиотехники и электросвязи. К редкоземельным материалам привлечено внимание также технологов с точки зрения создания новых эффективных материалов с инвариантными свойствами.

Однако практическому осуществлению всех перечисленных применений высокострикционных свойств редкоземельных магнетиков препятствуют следующие факторы.

1. “Вредное” влияние огромной магнитной анизотропии, которая приводит к тому, что гигантская магнитострикция насыщения  $\lambda_s$  реализуется в очень сильных магнитных полях. Это следует из кривых  $\lambda(H)$ , приведенных на рис. 5. Необходимо изготовлять эти материалы с малой магнитной анизотропией для того, чтобы можно было управлять гигантской магнитострикцией с помощью малого поля  $H$ . В настоящее время разработано несколько технологий приготовления таких материалов.

2. Наиболее подходящими для технических применений являются интерметаллические соединения редкая земля – переходный металл, так как в них гигантская магнитострикция реализуется в области комнатных температур. Необходимо изыскивать другие редкоземельные магнетики с гигантской магнитострикцией с точками Кюри выше комнатных.

3. Редкоземельные сплавы и интерметаллиды плохо поддаются механической обработке из-за высокой хрупкости. Необходимо создавать технологии для устранения этого явления (например, их аморфизация).

Из изложенного следует, что устранение недостатков редкоземельных материалов с гигантскими магнитострикционными эффектами, мешающими использованию в технике, представляет собой большую технологическую проблему. Только после ее решения будет возможна широкая реализация

уникальных магнитострикционных свойств редкоземельных магнетиков в технике. Тем не менее в последнее время получены обнадеживающие результаты. Так, синтезированное смешанное интерметаллическое соединение  $Tb_{0,27}Dy_{0,75}Fe_2$  обладает пониженной магнитной анизотропией (так как  $TbFe_2$  и  $DyFe_2$  имеют разные знаки констант анизотропии) с сохранением высокой магнитострикции. Этот магнитострикционный материал имеет явное преимущество по сравнению с материалами группы железа (никелем и пермендюрором) и пьезокерамикой в акустических преобразователях. Как показали измерения, он дает предельную излучаемую звуковую мощность, на два порядка большую, чем никель и сплав пермендюр, и на порядок большую, чем пьезокерамика.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Белов К.П., Левитин Р.З., Никитин С.А. // Физика металлов и металловедение. 1961. Т. 11. С. 948.
2. Белов К.П., Соколов В.И. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1965. Т. 48. С. 979.
3. Koon N., Schinder A., Carter F. // Phys. Lett. A. 1971. Vol. 37. P. 413.
4. Белов К.П. Магнитострикционные явления и их технические приложения. М.: Наука, 1987.

\* \* \*

Константин Петрович Белов, доктор физико-математических наук, профессор Московского государственного университета. Область научных интересов – магнетизм редкоземельных металлов, сплавов и соединений, электронных процессов в ферритах и магнитных полупроводниках. Автор и соавтор более 300 работ, в том числе десяти монографий по вопросам физики магнитных веществ.