

Член-корреспондент АН СССР Я. С. ШУР,
А. А. ГЛАЗЕР, В. Г. ГАСС

**О МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНООДНООСНЫХ
ВЫСОКОАНИЗОТРОПНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ
МОНОКРИСТАЛЛЬНЫХ ЧАСТИЦ**

1. Как известно, перемагничивание ферромагнетиков начинается с возникновения и роста зародышей перемагничивания. В магнитноодноосных высокоанизотропных* ферромагнитных монокристалльных частицах перемагничивание может протекать скачкообразно. Поле H_n , при котором происходит скачок (поле скачка), возрастает с ростом намагничивающего поля H_m . Эта особенность процесса перемагничивания была впервые обнаружена на монокристалльных частицах $MnVi$ (1) и в дальнейшем подтверждена на ряде веществ [2-4]. (2-4).

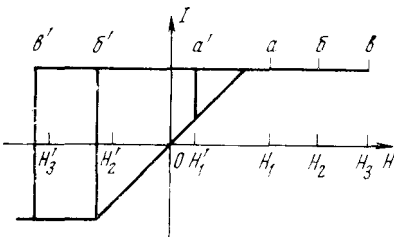


Рис. 1

Рис. 1. Схематический вид зависимости размагничивающих ветвей петли гистерезиса магнитноодноосной высокоанизотропной ферромагнитной частицы от величины намагничивающего поля

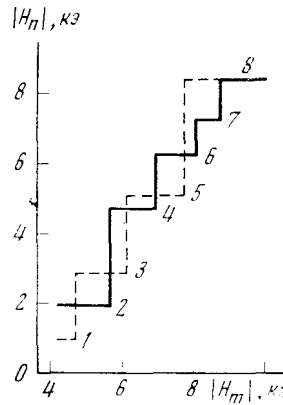


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость полей скачков H_n от величины намагничивающего поля H_m в образце $MnVi$

Схематически зависимость $H_n(H_m)$ представлена на рис. 1. Если исходить из размагниченного состояния (точка 0) и затем намагнитить кристалл в поле H_1 , то при последующем снижении поля до H_1' (точка a') образец скачком частично размагнитится. После намагничивания в полях H_2 и H_3 (точки б и в) скачкообразное перемагничивание происходит соответственно в полях H_2' и H_3' (точки б' и в'). Дальнейшее возрастание намагничивающего поля не приводит к увеличению поля скачка H_n .

Все эти скачки связаны с задержками в возникновении и росте зародышей перемагничивания. Предполагается, что частные скачки (точки a' и б') связаны с задержкой роста имеющихся зародышей перемагничивания (остаточные зародыши), а предельный скачок (точка в') связан с

* К классу высокоанизотропных относятся ферромагнетики, у которых $K \gg I_s^2$ (K — константа магнитной анизотропии, а I_s — намагниченность насыщения), вследствие чего собственного поля образца недостаточно для размагничивания монокристалла, находящегося в остаточном намагниченном состоянии.

возникновением зародыща перемагничивания * (4). Однако природа этих скачков, играющих решающую роль в процессах перемагничивания, все еще недостаточно выяснена. Одним из путей их изучения является исследование температурной зависимости скачков перемагничивания, чему и посвящена настоящая работа.

2. Исследовались следующие монокристаллы магнитноодноосных ферромагнетиков: пленки MnV_i толщиной $\sim 5000 \text{ \AA}$ и размером около 30 мкм , полученные путем напыления и последующего отжига; частицы $YFeO_3$ размером $\sim 200 \text{ мкм}$, изготовленные методом кристаллизации из расплава; частицы $SmCo_5$ размером $\sim 20 \text{ мкм}$, полученные путем дробления крупнокристаллического слитка. У всех образцов ось легкого намагничивания была перпендикулярна поверхности образца, на которой с помощью полярного эффекта Керра измерялись размагничивающие ветви петель гистерезиса при различных температурах. Для этого была использована магнетооптическая установка, описанная в (5).

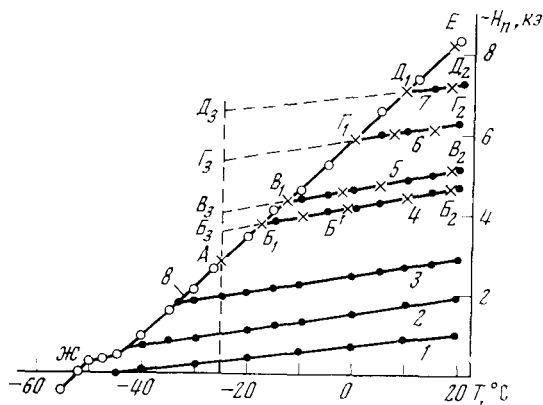


Рис. 3. Температурная зависимость полей скачков образца MnV_i . Кривые 1–8 представляют соответственно поля скачков, приведенных на рис. 2. 1–7 – частные скачки, 8 – предельный скачок

MnV_i при 20°C . На этом образце было установлено 7 частных скачков в полях 1; 2; 2,9; 4,8; 5,1; 6,3; 7,3 кэ и предельный скачок в поле 8,4 кэ. Сплошными линиями показаны значения H_n после намагничивания в одну сторону, а пунктирными — в другую. Многократные измерения скачков показали, что если изменять исходное размагниченное состояние образца, то при $H_m < 6$ кэ можно наблюдать и другие скачки, не приведенные на рис. 2. При $H_m > 6$ кэ независимо от исходного состояния образца наблюдались только скачки, представленные на рис. 2.

На рис. 3 приведена для этого же образца температурная зависимость H_n в интервале от 20 до -55° . Как видно из рис. 3, при охлаждении образца значения H_n монотонно уменьшаются, при этом поле предельного скачка (кривая 8) убывает значительно сильнее, чем поля частных скачков (кривые 1–7).

Наблюдаемая температурная зависимость H_n связана с температурным ходом константы анизотропии K , которая при повышении температуры от 20° резко убывает, причем поле предельного скачка изменяется с температурой приблизительно как K , а поля частных скачков — как $K^{1/2}$ (6). Вследствие этого при понижении температуры (т. е. снижении K) постепенно исчезают частные скачки (рис. 3). Так, при температурах $+10, 0, -12, -17^\circ$ последовательно исчезают скачки, представленные кривыми 7, 6, 5 и 4. Как указывалось ранее, частные скачки связаны с остаточными зародышами, которые, по-видимому, представляют собой микроскопические участки кристалла, вектор намагниченности I , в которых ориентирован антипараллельно вектору намагниченности всего образца. Эти зародыши образуются около дефектов кристалла, что приводит к закреплению их границ. Возникают остаточные зародыши на завершающей стадии процесса смещения границ.

* При чем частные петли гистерезиса, связанные с частными скачками, имеют асимметричный вид, в то время как предельная петля симметрична (4).

Для установления влияния температуры на поведение остаточных зародышей были проведены следующие измерения. Исследуемый образец намагничивался полями различной напряженности при одной температуре, а перемагничивался (скачкообразно) обратным полем при различных более высоких температурах (поля скачков обозначены на рис. 3 крестиками). Так, например, образец был охлажден до -25° . При этой температуре определялось минимальное намагничивающее поле, которое достаточно для того, чтобы при перемагничивании осуществлялся предельный скачок.

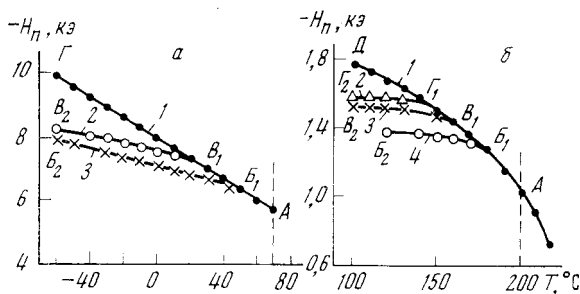


Рис. 4. Температурная зависимость полей скачков образцов SmCo_5 (а) и YFeO_3 (б)

Измерения показали, что в данном случае $H_m = 5,5$ кэ, а $H_n = -2,9$ кэ (точка А на рис. 3). Затем кристалл повторно намагничивался полем $H_m = 5,5$ кэ, поле выключалось и образец нагревался до -17° . При этой температуре образец перемагничивался, и величина H_n оказывалась равной $-3,9$ кэ (точка B_1 , лежащая на кривой предельных скачков 8). Если после намагничивания ($H_m = 5,5$ кэ) при -25° образец нагревался до более высокой температуры (например, до -10°), то $H_n = -4$ кэ (точка B' на кривой температурной зависимости поля частного скачка 4). Измерения показали, что перемагничивание в интервале температур от -25 до -17° происходит по предельной петле гистерезиса, поле H которой изменяется с температурой по кривой AB , а при температурах от -17 до $+20^\circ$ происходит по частной петле гистерезиса, поле скачка которой изменяется с температурой по кривой B_1B_2 .

Если при -25° образец намагнитить полем не в $5,5$ кэ, как это делалось ранее, а полями $6,5$; $7,5$; 8 или 9 кэ, то величины H_n будут изменяться с температурой соответственно по кривым $AB, B_2, AG_1, G_2, AD, D_2$ и AE , причем отдельные участки этих кривых (AB_1, AG_1, AD_1, AE) совпадают с измеренной ранее температурной зависимостью поля предельного скачка (кривая 8), а участки B_1B_2, G_1G_2, D_1D_2 — с зависимостью от температуры полей частных скачков (кривые 5—7).

Из приведенных результатов следует, что намагничивающее поле $H_m = 5,5$ кэ при -25° достаточно для уничтожения остаточных зародышей 1—3 и получения предельного скачка (точка А на рис. 3). Однако при этом в образце сохраняются зародыши 4—7. Поля скачков этих зародышей при -25° можно оценить путем экстраполяции кривых 4—7 до -25° (точки B_3, B_3, G_3, D_3). Величина H_n каждого из этих скачков превышает поле предельного скачка, и поэтому они и не проявляются. Если принять, что предельный скачок определяется полем зародышеобразования, то отсюда следует, что при -25° образование и рост нового зародыша происходит в меньших полях, чем рост остаточных зародышей (кривые 4—7). При нагреве образца процесс зародышеобразования затрудняется из-за роста анизотропии, причем сильнее, чем процесс роста остаточных зародышей. Поэтому при температурах выше -17° перемагничивание начинается путем роста остаточного зародыша 4, так как в данном случае для этого процесса требуются меньшие поля, чем для зародышеобразования.

Увеличение намагничивающего поля при -25° приводит к последовательному уничтожению сохранившихся остаточных зародышей 4—7. Поэтому температурный интервал, в котором осуществляется процесс зародышеобразования, расширяется (участки AB_1 , AB_1 , AG_1 , AD_1 на кривой 8, рис. 3). Наконец, при $H_m=9$ кэ уничтожаются все остаточные зародыши, которые могли бы проявиться в исследованном температурном интервале, и перемагничивание при всех температурах происходит по предельной петле, задаваемой процессом зародышеобразования (кривая 8).

Представляют интерес следующие наблюдения. Если образец намагнитить при $+20^\circ$ полем $H_m \gg 9$ кэ, уничтожающим все остаточные зародыши, а затем охлаждать, то он размагнитится под действием собственного намагничивающего поля при температуре -53° .

Если образец намагнитить полем $H_m < 9$ кэ, в котором сохраняются остаточные зародыши, то саморазмагничивание произойдет также при -53° *. Это означает, что наличие остаточных зародышей не облегчает процесс размагничивания образца в собственном поле при охлаждении.

Некоторые из изложенных выше закономерностей были обнаружены и на образцах SmCo_5 и YFeO_3 , у которых при повышении температуры величина K убывает. Из рис. 4 видно, что и в этих кристаллах поле предельного скачка (кривые 1) изменяется с температурой более резко, чем поля частных скачков (кривые 2—4). Поэтому, если например, образец SmCo_5 намагничивать при 70° , а перемагничивать при более низких температурах, то в зависимости от величины H_m при 70° (изменяющейся в пределах 10—17 кэ) поле скачка будет возрастать по одной из следующих кривых: AB_1B_2 , AB_1B_2 или AG (рис. 4а). Аналогичная закономерность наблюдается на образце YFeO_3 (рис. 4б).

4. Из приведенных экспериментальных данных можно сделать следующие выводы о поведении зародышей перемагничивания.

Предельный скачок перемагничивания связан с зародышеобразованием, хотя в образце могут находиться при этом остаточные зародыши. Имеется существенное отличие в поведении между остаточными зародышами и зародышами, возникающими в перемагничивающем поле. Вновь возникшие зародыши сразу же прорастают, в то время как существующие остаточные зародыши в этом же поле оказываются неподвижными. По-видимому, это связано с тем, что остаточные зародыши сохранились в наиболее дефектных местах кристалла, и их границы закреплены этими дефектами. Вновь же возникающие зародыши появляются в других местах (местах с пониженной анизотропией), где дефектов, влияющих на смещение границы, может быть меньше, и поэтому их границы более подвижны.

Возможно, что в более дефектных кристаллах вновь возникший зародыш не будет сразу разрастаться, если он окружен дефектами, препятствующими смещению его границы. В этом случае поведение такого зародыша при возрастании перемагничивающего поля не будет отличаться от поведения остаточного зародыша. Однако предельная петля гистерезиса будет иметь симметричный вид, так как при перемагничивании кристалла в противоположных направлениях зародыш образуется в одном и том же месте.

Институт физики металлов
Уральского научного центра Академии наук СССР
Свердловск

Поступило
25 III 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Е. В. Шгольц, А. А. Глазер, Я. С. Шур, Изв. АН СССР, сер. физ., т. 12, 1445 (1961). ² М. Rosenberg, С. Tanasoin, V. Florescu, Phys. Letters, v. 23, 540 (1966). ³ J. J. Becker, J. Appl. Phys., v. 39, 1970 (1968). ⁴ Я. С. Шур, В. И. Храбров, ЖЭТФ, т. 57, 1899 (1969). ⁵ В. Г. Гасс, И. Г. Сайфуллин, Приборы и техн. эксл., т. 5, 245 (1973). ⁶ В. Г. Гасс, Я. С. Шур, А. А. Глазер, ФТТ, т. 16, в. 6, 1704 (1974).

* Исключение составляет намагничивание такими малыми полями H_m , после которых скачок происходит в небольших отрицательных полях (пример, скачок 1 на рис. 3).