

Я. С. ШУР

ТЕРМООБРАБОТКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ

(Представлено академиком П. Л. Капицей 25 III 1939)

1. 1. Известно, что магнитные свойства ферромагнетиков резко изменяются, если их медленно охлаждать, начиная с точки Кюри, в магнитном поле (1). Ферромагнетик приобретает улучшенные магнитные свойства в направлении, вдоль которого было ориентировано магнитное поле во время охлаждения, в то же время в перпендикулярном направлении эти свойства остаются неизменными или даже несколько ухудшаются. Например у перминвара с $\mu_{\max}=2\ 000$ после термообработки в направлении, вдоль которого действовало поле, получается $\mu_{\max}=190\ 000$ и в перпендикулярном направлении $\mu_{\max}=1\ 250$ (2).

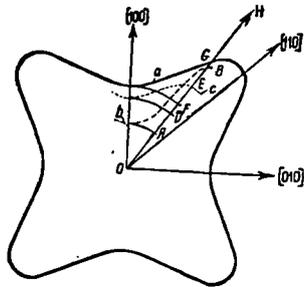
Бозортс (3) дал этому явлению следующее объяснение. При охлаждении ферромагнетика после перехода через точку Кюри в нем возникают области спонтанного намагничивания, которые будут ориентированы вдоль осей легкого намагничивания. Если точка Кюри данного ферромагнетика значительно выше температурной границы его упругости, то магнито-стрикционные напряжения, возникающие вместе со спонтанным намагничиванием, произведут при достаточно медленном процессе охлаждения пластические деформации материала, в результате чего та из осей легкого намагничивания, вдоль которой была направлена намагниченность данной области, становится для нее «легчайшей» осью. Если охлаждение произошло в отсутствие внешнего поля, то эти «легчайшие» оси будут распределены хаотически-беспорядочно. Если же во время охлаждения было приложено поле, то «легчайшими» становятся именно те оси легкого намагничивания (для каждой данной области), которые составляют с направлением приложенного поля наименьший угол. Создавшаяся таким путем «текстура областей спонтанного намагничивания» и повинна в образовании анизотропии магнитных свойств поликристаллического ферромагнетика, прошедшего термообработку в магнитном поле. В таком материале процесс инверсии будет происходить значительно легче в том направлении, вдоль которого было направлено магнитное поле во время охлаждения, что и проявляется в значительном возрастании проницаемости. Величина эффекта отжига в магнитном поле будет в основном определяться соотношением между магнитной энергией анизотропии и энергией магнито-стрикции (4).

Однако Бозортс ограничивается рассмотрением только процессов инверсии. В действительности же в реальном ферромагнетике при его охлаждении в магнитном поле и при его намагничивании (после охлаждения) происходят значительно более сложные явления благодаря участию процессов вращения, которые Бозортс игнорирует.

2. Как известно, при высоких температурах (например 500—600° для

железа) кристаллографическая анизотропия магнитных свойств почти исчезает, и насыщение ферромагнетика достигается при значительно более низких полях ⁽⁵⁾. Поэтому при высоких температурах уже очень слабое поле ориентирует все спины вдоль своего направления, и весь ферромагнетик как бы состоит из одной гигантской области. Только при значительном понижении температуры начнет выявляться кристаллографическая анизотропия магнитных свойств.

Если приложенное поле мало, то при некоторой температуре у нас начнет распад нашей гигантской области, и возникнут области, ориентированные вдоль осей легкого намагничивания,



Фиг. 1.

расположенных ближе всего к направлению приложенного поля. В случае же достаточно сильного поля все спины останутся направленными при всех температурах точно вдоль поля. Если мы возьмем ферромагнетик, у которого точка Кюри достаточно высока и магнитострикция не меняет знака при переходе от точки Кюри до комнатной температуры, то следует ожидать, что в зависимости от величины приложенного во время отжига магнитного поля H будут получаться при комнатной температуре кривые намагничивания различной формы.

Рассмотрим подробнее следующие три случая: а) охлаждение ферромагнетика при $H=0$, б) термообработка в поле H_1 , производящем при комнатной температуре только смещение границ между областями, и наконец с) термообработка в поле H_2 , доводящем при всех температурах весь ферромагнетик до насыщения. Только в случае а) процесс будет происходить по схеме Бозорта, описанной ранее.

В случае б) при некоторой температуре возникнут спонтанные области, ориентированные вдоль тех осей легкого намагничивания, которые составляют наименьший угол с направлением поля H_1 . Магнитострикционные напряжения вдоль этих направлений будут в основном сняты вследствие пластического течения при высокой температуре, что и приведет к «текстуре спонтанных областей», сохраняющейся и при комнатной температуре. Это должно привести к повышению инверсионного участка кривой намагничивания, как в результате увеличения «антипараллельных соседств», так и в результате более благоприятного расположения этих соседств по отношению к полю, прилагаемому при измерениях. С другой стороны, участок кривой намагничивания, обусловленный процессами вращения, будет более пологим, чем в случае а), так как на эти процессы потребуется затрата большей энергии, чем в случае а), поскольку здесь исходное положение областей находится (в среднем) в более глубоком энергетическом минимуме, чем в случае а).

В случае с) во все время процесса охлаждения наш ферромагнетик останется насыщенным в направлении поля H_2 . Поэтому пластическая деформация сделает направление, параллельное H_2 , более легким, чем в случаях а) и б). Оси легкого намагничивания, составляющие с направлением H_2 наименьшие углы, при такой термообработке станут несколько более «легкими», чем остальные, но не в такой степени, как в случае б); вследствие этого инверсионные процессы для полей, параллельных H_2 , будут здесь происходить легче, чем при а), но труднее, чем при б). Это вытекает из рассмотрения следующей упрощенной схемы.

Возьмем кристаллит, у которого кристаллографическая грань куба параллельна приложенному полю. Зависимость свободной магнитной энергии анизотропии в этом кристаллите от ориентации спинов может

«быть представлена кривыми фиг. 1. Эта зависимость должна быть строго симметрична относительно обеих осей [100] и [010] только в том случае, если распределение областей спонтанного намагничивания в этом кристаллите было во все время охлаждения равномерно-беспорядочное по обеим этим осям. Это условие выполняется полностью в том случае, если охлаждение происходит при полном отсутствии внешнего магнитного поля. Этому случаю соответствует кривая *a* на фиг. 1. Поле, действующее во время охлаждения, приводит к асимметрии кривой энергии, отображающей получаемую «текстуру спонтанных областей». Различная величина этого поля, как уже было показано, дает кривые *b* и *c*. Качественное соотношение между энергиями, требуемыми при процессах инверсии в случаях а), б) и в), уже приводилось.

Для процесса вращения в случае б) потребуется затратить энергию, измеряемую отрезком *AB* (фиг. 1); в случае а) эта же энергия измеряется отрезком *FG* и в случае в) соответственно *DE*. Как видно из сопоставления этих отрезков, на совершение вращательных процессов потребуется наибольшая затрата энергии в случае б) и наименьшая — в случае в)»*.

Вследствие того, что при различных температурах действие заданного внешнего поля будет различным, т. е. случай в) может с понижением температуры переходить в случай б), мы должны принять наши кривые энергии, как весьма приближенную иллюстрацию действительности. Примерно таким же образом будет видоизменяться кривая энергии и в других кристаллитах, имеющих относительно поля иную ориентацию.

Описанная модель процессов, происходящих при охлаждении ферромагнитного поликристалла в магнитном поле, приводит к тому, что, подбирая величину внешнего поля во время термообработки, мы тем самым в состоянии деформировать кривую намагничивания и доводить до экспериментальных величин те магнитные параметры, которые представляют для нас наибольший теоретический или практический интерес.

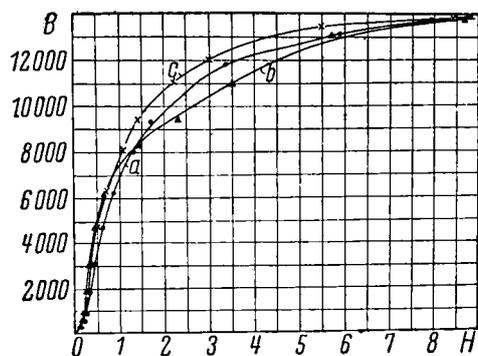
II. 1. Особенно ярко выводы из изложенной схемы должны проявиться при термообработке трансформаторной стали. Эта сталь имеет достаточно высокую точку Кюри ($\sim 730^\circ$); магнестрикция в ней при комнатной температуре монотонно растет с полем⁽⁹⁾, и по аналогии с поведением железа можно ожидать, что это свойство ее при повышении температуры лишь усилится⁽¹⁰⁾; далее кристаллографическая анизотропия ее достаточно велика для того, чтобы четко разграничить процессы инверсии и вращения, начиная уже с области средних температур ($300-400^\circ$ и ниже). Поэтому для наших опытов и была взята кремнистая сталь (4% Si).

Взятые образцы имели форму полос $150 \times 50 \times 0,8$ мм³. Сначала они травились в азотной кислоте для снятия слоя окалины и затем отжигались в течение 3 часов при 1000° в атмосфере сухого проточного водорода. Это делалось как с целью обезуглероживания, так и для максимального завершения рекристаллизационных процессов с тем, чтобы при последующих непродолжительных отжигах при температурах до 800° , требовавшихся по условиям эксперимента, уже не было заметного влияния самой термообработки, как таковой, на магнитные свойства. Затем образец помещался в кварцевую трубу, которая откачивалась до высокого вакуума ($\sim 10^{-5}$ Hg). На трубу одевалась печь, и образец нагревался до $\sim 800^\circ$, затем печь выключалась, и образец медленно охлаждался при $H=0$. На фиг. 2 кривая *a* изображает кривую намагничивания с такого образца. Теперь образец снова

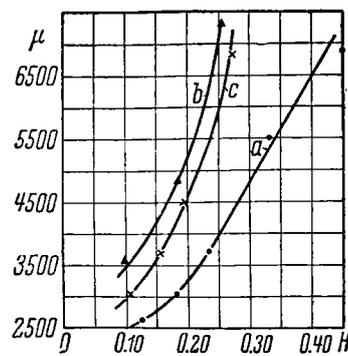
* Как было нами показано экспериментально⁽⁶⁾ и С. В. Вонсовским⁽⁷⁾ теоретически, положения энергетических минимумов и максимумов соответствуют минимальной и максимальной величине коэрцитивной силы в монокристалльных дисках из Fe—Si. Далее было показано⁽⁸⁾, что отжиг в магнитном поле изменяет естественную кристаллографическую анизотропию H_c , что по видимому является следствием изменения свободной энергии магнитной анизотропии в результате отжига.

отжигался в тех же условиях, только при прохождении точки Кюри включалось магнитное поле (создаваемое соленоидом, одетым поверх нагревательной печи) порядка 1 эрстеда (с учетом поправки на размагничивающее действие). Кривая *b* показывает кривую намагничения, полученную после этой обработки. И наконец этот же образец снова нагревался и охлаждался уже в поле порядка 85 эрстед. Это дало кривую намагничения *c*. На фиг. 3 представлена проницаемость в средних полях этого же образца.

Многочисленные повторения этих операций на том же образце каждый раз воспроизводило приведенные на фиг. 2 кривые намагничения с весьма небольшим разбросом. На ряде других образцов, прошедших такую же



Фиг. 2. — Термообработка: *a* — без поля, *b* — в слабом поле — 1-ое, *c* — в сильном поле — 80-ое.



Фиг. 3. — Термообработка: *a* — без внешнего поля, *b* — слабое поле, *c* — сильное поле.

термообработку, также были получены кривые намагничения, подобные изображенным на фиг. 2.

2. При сравнении кривых *a*, *b* и *c* мы замечаем, что в участках кривой намагничения, обусловленных инверсионными процессами, эти процессы с небольшой легкостью происходят в случае *b*), а наиболее затруднены в случае *a*); в том же участке кривой намагничения, где играют преимущественную роль процессы вращения, они с наибольшей легкостью протекают в случае *c*) и наиболее трудно в случае *b*). Это находится в полном соответствии с выводами приведенного теоретического анализа. Эти результаты показывают, что для получения оптимальных магнитных свойств нужно весьма строго подобрать как величину внешнего поля при охлаждении, так и скорости прохождения различных областей температуры. В частности, для получения большой начальной проницаемости требуется ферромагнетик охлаждать в слабом поле, а для получения высокой максимальной проницаемости — в сильном поле. Повидимому наибольший эффект в смысле улучшения магнитных свойств может быть получен в том случае, если по мере охлаждения ферромагнетика изменять приложенное магнитное поле таким образом, чтобы спонтанные области оставались все время ориентированными в нужных нам направлениях.

Уральский физико-технический институт.
Свердловск.

Поступило
10 II 1939.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Pender a. Jones, Phys. Rev., 1, 259 (1913); Bozorth, Dillinger a. Kelsall, Phys. Rev., 45, 742 (1934); O. Dahl u. T. Pawlek, ZS. f. Phys., 94, 504 (1935). ² R. Bozorth a. J. Dillinger, Physics, 6, 276 (1935). ³ R. Bozorth, Phys. Rev., 46, 232 (1934); Physics, 6, 285 (1935). ⁴ R. Bozorth, Journ. appl. Phys., 8, 584 (1937). ⁵ R. Piety, Phys. Rev., 50, 1173 (1936). ⁶ Я. С. Шур, ДАН, XXI, 19 (1938). ⁷ П. И. Янус и Я. С. Шур, ДАН, XX, 287 (1938). ⁸ A. Schulze, ZS. f. Phys., 50, 449 (1928). ⁹ H. Takaki, ZS. f. Phys., 105, 92 (1937).