

05;09;12

О влиянии ориентаций кристаллографических поверхностей и толщин монокристаллов Fe–3 wt% Si на магнитные потери во вращающихся магнитных полях

© В.Ф. Тиунов, Б.Н. Филиппов

Институт физики металлов УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия
e-mail: filbor@imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 15 декабря 2004 г.)

Исследованы особенности изменения магнитных потерь на вращательное перемагничивание в зависимости от утонения монокристаллических дисков Fe–3 wt% Si при различных значениях индукции. Показано, что мощность потерь при изменении толщины d дисков ведет себя немонотонно, достигая минимума при $d = 0.15$ mm. Существенное влияние на величину потерь оказывает ориентация поверхности диска относительно кристаллографических осей. Закономерности изменения потерь обсуждены с учетом наблюдаемого изменения доменной структуры во вращающихся магнитных полях.

Введение

Одной из важнейших проблем, возникающих при использовании железоникелевых сталей в электротехнической промышленности, является проблема уменьшения потерь энергии при перемагничивании магнитопроводов в переменных линейно поляризованных (далее знакопеременных) и вращающихся магнитных полях. Знакопеременные поля и связанное с ними знакопеременное изменение магнитного потока характерны для магнитопроводов трансформаторов различного назначения. Достигнуты большие успехи, связанные с разработкой марок стали с низким уровнем потерь при синусоидально изменяющейся индукции (см., например, в [1]). Это (110)[001] — текстурованные стали с высоким уровнем совершенства текстуры. Кристаллографические поверхности типа (110) в кристаллитах таких сталей (одна из осей легкого намагничивания типа [001]) лишь на небольшой угол β (порядка нескольких градусов) могут отклоняться от плоскости листа.

Одними из эффективных способов улучшения качества электротехнической стали, приводящих к снижению удельных магнитных потерь, являются уменьшение толщины листа и выбор оптимальной ориентации кристаллических поверхностей зерен относительно поверхности листа (угла β) текстурованного образца. Влияние указанных факторов на магнитные потери достаточно полно исследовано на образцах Fe–3 wt% Si, перемагничиваемых в переменных линейно поляризованных полях [2–6]. В этих работах, в частности, показано, что с уменьшением толщины d листовых образцов мощность P полных магнитных потерь при заданной синусоидальной индукции меняется немонотонно. Сначала, при уменьшении d , величина P падает, достигая минимума при некоторых толщинах $d = d_0$, а при дальнейшем утонении P возрастает. Установлено [4], что значение d_0 зависит от уровня гистерезисной составляющей полных электромагнитных потерь.

Влияние ориентации поверхностей кристаллических зерен в текстурованных листах Fe–3 wt% Si на величину электромагнитных потерь при синусоидальной индукции детально изучалось в работе [5]. Показано, что наименьшее значение полных потерь достигается не при идеальной ($\beta = 0$) плоскости образца относительно плоскости типа (110), а при ее отклонении от плоскости листа на угол β , примерно равный 3° . Авторы связывают минимум потерь на таких образцах с меньшей шириной доменов L при $\beta \neq 0$ по сравнению с L при $\beta = 0$. Это приводит к уменьшению вихретоковой составляющей полных потерь. Аналогичные выводы сделаны при исследовании потерь на монокристаллических образцах [6]. В этом случае также найден минимум потерь, соответствующий оптимальной ориентации поверхности образца, относительно кристаллографической плоскости типа (110).

В отличие от сказанного влияние толщины образцов, а также ориентации кристаллографических осей кристаллитов на магнитные потери при вращательном перемагничивании образцов исследовано слабо. Между тем снижение потерь в этом случае имеет не менее важное значение, чем в случае знакопеременного поля. Данный вопрос имеет не только научный, но и практический интерес, поскольку в указанном режиме перемагничивания работают магнитопроводы большого класса электродвигателей и генераторов.

Ограниченное число таких исследований объясняется в основном методическими трудностями, связанными с измерениями магнитных потерь при вращательном перемагничивании образцов, а также с отсутствием единой, общепринятой методики их измерений. Кроме того, имеются большие трудности, связанные с интерпретацией результатов экспериментов. В связи с этим напомним, что успехи в понимании природы потерь, связанных с воздействием знакопеременных полей, стали возможными после выяснения роли динамики доменных струк-

тур (ДС) в формировании вихретоковой составляющей потерь [1,7–10]. Здесь важную роль сыграли работы, в которых приведены экспериментальные исследования динамической перестройки ДС при перемагничивании образцов в знакопеременных магнитных полях. До работ [4,11–13] аналогичных исследований динамического поведения ДС при вращательном перемагничивании образцов не существовало. В [11,14] исследованы потери на вращательное перемагничивание в зависимости от толщины образца d . К сожалению, в [14] исследована только гистерезисная составляющая потерь. Тем не менее был получен важный результат, заключающийся в том, что, как и при перемагничивании в линейно поляризованном поле [4], мощность гистерезисных потерь при вращательном перемагничивании растет с утонением образца. Попытка исследования зависимости полных потерь P от толщины образца была предпринята в [11]. Установлено, что P уменьшается с утонением образца. Однако из-за недостаточной чувствительности установки здесь исследована узкая область $d \in 0.25–0.40$ mm.

Нами будет показано, что расширение исследований области d позволяет установить немонотонное поведение P от d , аналогичное наблюдаемому при перемагничивании образцов линейно поляризованными полями.

Совсем не изученным остается вопрос о влиянии на потери при вращательном перемагничивании отклонений осей кристаллитов от плоскости листа Fe–3 wt% Si. Дело в том, что исследования потерь на вращательное перемагничивание проводились либо на поликристаллах [14], где выявить указанную взаимосвязь невозможно, либо на монокристаллах, поверхность которых совпадала с кристаллографическими плоскостями типа (100), (110), (111) [15]. Между тем следует ожидать, что при вращательном перемагничивании, как и при перемагничивании в знакопеременном поле, потери будут существенно зависеть от угла β . На это указывают установленные в [12] сходные особенности динамического поведения ДС в том и другом случаях.

Итак, целью настоящей работы являлось детальное исследование влияния толщины листовых образцов и небольших отклонений плоскости листа от кристаллографической плоскости типа (110) на величину полных потерь при вращательном перемагничивании.

Методика изготовления образцов и проведения эксперимента

Для исследований были приготовлены две серии монокристаллических дисков Fe–3 wt% Se диаметром 18.0 mm и толщиной от 0.08 до 0.4 mm. Диски были вырезаны элетроискровым методом из двух больших кристаллов текстурованной электротехнической стали. Поверхность первой серии образцов совпадала с кристаллографической плоскостью типа (110). Одна из осей легкого намагничивания (ось типа [001]) второй серии образцов составляла с поверхностью угол $\beta = 1.5^\circ$.

Толщину образцов меняли путем шлифовки абразивными порошками с последующей полировкой алмазными пастами. После получения монокристаллических дисков их отжигали в вакууме 10^{-6} mmHg в течение 1 h для снятия механических напряжений.

На всех образцах были измерены кривые намагничивания $B_m = B_m(H_e)$ способом, описанным в работе [13]. Здесь B_m — амплитудное значение индукции, H_e — напряженность вращающегося магнитного поля. Величина потерь на вращательное перемагничивание от внешнего поля $P_{\text{rot}} = P(H_e)$ определялась по углу закручивания исследуемого диска, закрепленного на подвесе и вращающегося в поле электромагнита с частотой вращения 50 Hz, по методике, изложенной ранее в [16]. Последующая доработка данной методики позволила повысить чувствительность измерительной установки и тем самым дала возможность определять величину потерь на образцах небольшой толщины ($d < 0.1$ mm). При этом ошибка измерения потерь не превышала 8%. По полученным кривым $B_m = B_m(H_e)$ и $P_{\text{rot}} = P(H_e)$ строили зависимость $P_{\text{rot}} = P(B_m)$ для каждой толщины образцов.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 для некоторых из исследованных монокристаллов с $\beta = 1.5^\circ$ различной толщины приведены кривые зависимости изменения магнитных потерь на вращательное перемагничивание от амплитудного значения индукции B_m . Видно, что с ростом B_m потери на всех образцах меняются немонотонно. В области небольших индукций потери непрерывно растут, достигая максимума при $B_m = 1.7–1.8$ T, а затем уменьшаются. Хотя сама по себе такая зависимость была известна, однако нами она получена для разных толщин образцов. Это дало возможность обнаружить новый эффект, который заклю-

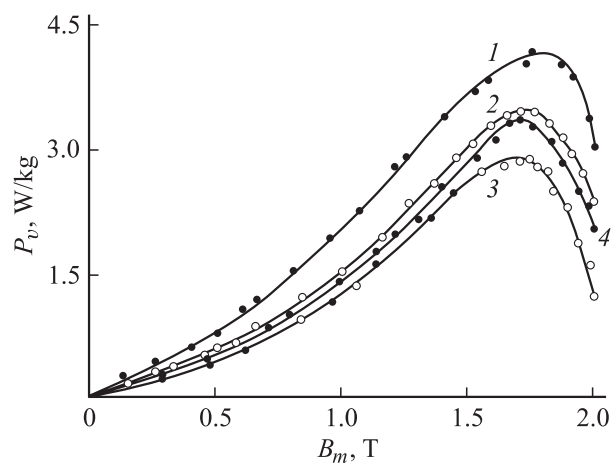


Рис. 1. Мощность потерь на вращательное перемагничивание в зависимости от амплитудного значения индукции для образцов с $\beta = 1.5^\circ$ разной толщины $d = 0.4$ (1), 0.25 (2), 0.18 (3), 0.08 mm (4).

чается в том, что наблюдаемый максимум потерь по мере утонения кристалла смещается в сторону меньших значений индукций.

Из этого рисунка также видно, что в приведенной области толщин при любом значении B_m зависимость потерь от толщины кристалла оказывается немонотонной. Попытаемся дать интерпретацию полученным результатам.

Прежде всего обратим внимание на то, что в некоторых случаях, например при перемагничивании образца вдоль оси типа [001], наблюдаемые потери [4–6] в знакопеременном поле оказываются существенно меньшими, чем потери на вращательный гистерезис. Если же знакопеременное поле действует вдоль [111], то магнитные потери на перемагничивание оказываются столь же большими, как и потери во вращающемся магнитном поле. Мы покажем, что в среднем по направлениям перемагничивания никакого несоответствия между теми и другими потерями нет и что как величина, так и нюансы поведения потерь в зависимости от разных параметров кристалла объясняются в обоих случаях одинаково. В связи с этим обратимся к работе [9], в которой показано, что мощности полных и вихретоковых потерь в монокристаллической пластине с поверхностью типа (110) немонотонно зависят от угла α . Здесь α — угол между линейно поляризованным полем и осью типа (001), лежащими в плоскости пластины. При угле, близком примерно к 55° , мощность потерь достигает максимума. Важно, что величина мощности полных потерь P , соответствующая максимуму, примерно в 3 раза (при $B_m = 0.75$ Т, $d = 0.25$ мм) превосходит P при $\alpha = 0$. Произведем усреднение потерь, полученных в [9], по углу α согласно формуле

$$\bar{P} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} P(\alpha) d\alpha.$$

Усреднение производится численным образом по экспериментальным данным [9] для $P(\alpha)$. В результате для образцов толщиной 0.25 мм и $B_m = 0.75$ Т, $f = 60$ Hz получаем: $\bar{P} = 0.92$ Вт/кг, $\bar{P}_v = 0.7$ Вт/кг и $\bar{P}_h = 0.219$ Вт/кг. Здесь \bar{P}_v и \bar{P}_h — мощности вихретоковых и гистерезисных потерь соответственно, найденные аналогично \bar{P} . Мощность полных потерь на вращательное перемагничивание, полученная нами в данной работе, равна 0.96 Вт/кг, что находится в неплохом соответствии с \bar{P} .

Из приведенного сравнения можно сделать два вывода. Первый заключается в том, что потери на вращательное перемагничивание находятся в реальном соответствии с потерями на перемагничивание линейно поляризованным полем. Их большая величина связана с тем, что при вращательном перемагничивании потери формируются из вкладов P для всех значений α и, в частности, для α , близких к 55° , когда даже потери на перемагничивание в знакопеременном поле оказываются очень большими.

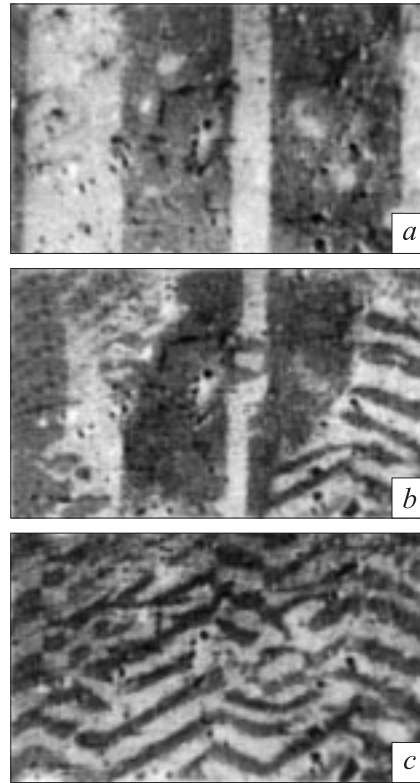


Рис. 2. Вид доменной структуры диска толщиной 0.3 мм, намагничиваемого под углом 90° к оси [001]. *a* — размагниченное состояние, *b* — состояние с $B_m = 0.66$ Т, *c* — $B_m = 1.02$ Т.

Второй вывод, следующий из приведенного выше рассмотрения, показывает, что основной вклад в измеренные нами потери связан с вихретоковой составляющей. Более того, согласно [12], где выявлены изменения ДС при вращательном перемагничивании, можно считать, что по крайней мере до $B_m = 1$ Т многие нюансы потерь на вращательное перемагничивание имеют ту же природу, связанную с динамической перестройкой доменной структуры, что и потери при перемагничивании образцов в знакопеременном поле при $\alpha \neq 0$. В качестве примера на рис. 2 представлены некоторые характерные особенности перестройки ДС при квазистатическом изменении магнитного поля в исследованных нами образцах. В размагниченном состоянии (рис. 2, *a*) ДС монокристаллических дисков состоит из относительно крупных полосовых доменов, разделенных 180° -градусными границами. Уже в небольшом поле, направленном под углом к оси [001], перемагничивание дисков идет за счет прорастания от их краев замыкающей ДС, состоящей из совокупности сравнительно мелких доменов, ориентированных по отношению к полосовым доменам под углом, близким к $55\text{--}60^\circ$ (рис. 2, *b*). Замыкающая ДС, компенсирующая магнитные поля рассеяния на краях диска, не является сквозной, а состоит из целого комплекса внутренних и приповерхностных доменов. Ее расшифровка детально изложена в работе [9].

Последующее увеличение поля, как видно из рис. 2, с, сопровождается дальнейшим ростом площади образца, занятой замыкающей ДС, которая в конечном итоге полностью поглощает исходную полосовую ДС. Особенности динамического поведения полосовой и замыкающей ДС на монокристаллических дисках Fe–3 wt% Si во вращающихся магнитных полях детально исследованы в работах [11,12].

Остановимся теперь на интерпретации немонотонного поведения потерь в зависимости от индукции. Эта зависимость кажется удивительной, поскольку, согласно теории электромагнитного поля, при некотором среднем и постоянном значении магнитной проницаемости потери должны быть пропорциональными среднему по времени изменению индукции $(dB/dt)^2 \sim B_m^2$. На самом деле ничего подобного не наблюдается. Это указывает на то, что (см., например, [1,10]) электродинамика ферромагнетика должна строиться с учетом динамического поведения ДС в переменных магнитных полях. Именно учет этого поведения и приводит к более сложной зависимости $P(B_m)$, чем упомянутая выше. Падение потерь после достижения максимума на кривой $P(B_m)$ мы связываем с тем, что при больших индукциях процессы, связанные с движением стенок, происходят лишь в части кристалла, что ранее наблюдалось в [12]. Появляются области, в которых идут процессы вращения намагниченности. Удельный вклад в потери от этих процессов существенно меньше, чем от процессов, связанных с динамическим поведением доменной структуры. Следовательно, и полный вклад в потери от этих областей становится меньше, чем вклад от них при наличии движения доменных границ. Естественно считать, что чем больше B_m , тем больше объем таких областей, что и приведет к постепенному уменьшению потерь с увеличением B_m . Тем не менее вклад в потери от областей с динамическим поведением ДС остается большим даже при $B_m = 2$ Т. В этом случае, как видно из рис. 1, $P = 2.25$ Вт/кг (для $d = 0.25$ мм). В то же время если не учитывать явно доменную структуру, то из известной формулы [17]

$$P = \frac{1}{6} \frac{(\pi d f B_m)^2}{\rho \rho_E c^2},$$

где ρ — плотность вещества, ρ_E — удельное электропроводность, c — скорость света, имеем для тех же параметров образца $P = 0.48$ Вт/кг.

Такое значение потерь невозможно объяснить, даже приняв во внимание оцененные выше гистерезисные потери.

Остановимся на возможной интерпретации смещения максимума $P(B_m)$ при утонении кристалла. Прежде всего вспомним, что по мере утонения кристалла растет гистерезисная составляющая магнитных потерь [14]. Ее рост означает, что при утонении возникает препятствия смещениям доменных границ и перестройке ДС в целом. В связи с этим, для того чтобы индукция образца при фиксированном поле могла выходить на определенный

уровень, должен включаться дополнительный процесс намагничивания. Таким может быть только процесс вращения намагниченности. Итак, чем тоньше образец, тем раньше начинают сказываться процессы вращения, а это и означает (см. выше), что индукция, при которой возникает максимум потерь, сдвигается в сторону ее меньших значений. Сделаем одно важное замечание. Мы полагаем, что препятствия для перестройки ДС, о которых говорилось выше, связаны главным образом, не с дефектами, а с внутренними факторами, обусловленными определенными конфигурациями ДС, для перестройки которых сначала требуется преодолеть некий энергетический барьер.

Проследим теперь подробнее за изменением магнитных потерь исследованных монокристаллов от их толщины. На рис. 3, а в качестве примера подобные зависимости приведены для относительно невысокой индукции $B_m = 1.0$ Т. Из него видно, что с уменьшением исходной толщины образцов обеих серий магнитные потери непрерывно уменьшаются, достигая минимального значения при толщинах монокристаллов, близких к 0.15–0.18 мм. Последующее их утонение приводит к возрастанию потерь. При этом, как нетрудно заметить, во всем исследованном диапазоне толщин уровень потерь на образцах с $\beta = 0$ превышает их значение, измеренное на монокристаллах с $\beta = 1.5^\circ$.

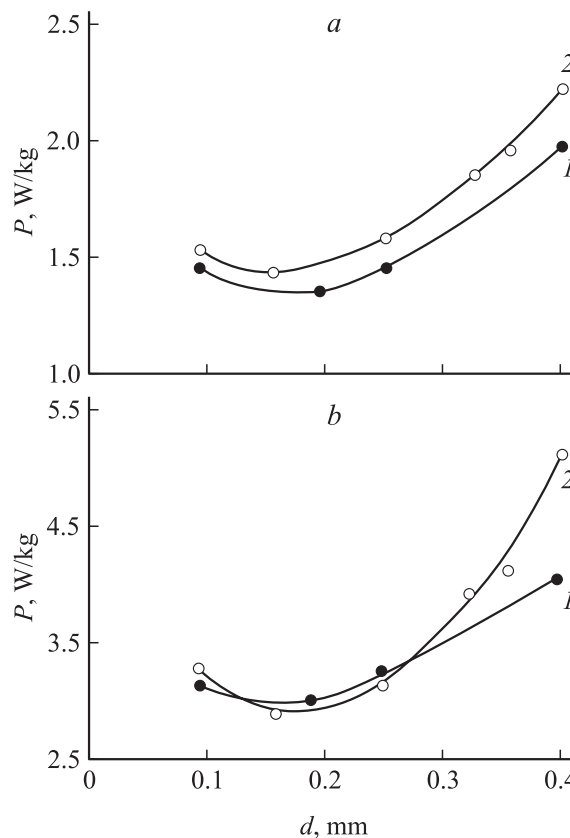


Рис. 3. Мощность потерь на вращательное перемагничивание в зависимости от толщины образцов d для $B_m = 1.0$ (а), 1.7 Т (б). 1, 2 — монокристаллы с $\beta = 1.5^\circ$ и 0 соответственно.

Характер поведения потерь, во многом аналогичный рассмотренному, наблюдался и при повышенных индукциях $B_m = 1.7\text{ Т}$. Эти данные приведены на рис. 3, *b*. Видно, что, как и выше, снижение потерь идет до толщины образцов обеих серий, близкой к 0.15 мм , при меньших толщинах потери возрастают. Однако в отличие от рис. 3, *a* разница в уровне потерь монокристаллов исследованных серий наблюдается не при всех толщинах, а при значениях, близких к исходным. Действительно, при $d = 0.4\text{ мм}$ это различие максимально и составляет порядка $25\text{--}30\%$. С уменьшением d указанное расхождение в потерях непрерывно падает, и при $d = 0.30\text{ мм}$ и ниже они (в пределах ошибки измерения) совпадают на обеих сериях монокристаллов.

Интересно отметить, что полученное выше значение толщины монокристаллов, соответствующей минимуму потерь во вращающихся полях, в $1.5\text{--}2$ раза выше, чем в случае перемагничивания образцов $\text{Fe}\text{--}3\text{ wt\% Si}$ знакопеременным полем. Подобная разница в толщинах обусловлена, по-видимому, разным уровнем гистерезисных потерь при перемагничивании образцов в линейно поляризованном и вращающемся магнитных полях. В частности, в условиях перемагничивания образцов линейно поляризованным полем в [4] было показано, что значение толщины, соответствующее минимуму полных магнитных потерь, увеличивается с ростом гистерезисной составляющей и, наоборот, с уменьшением значения гистерезисных потерь указанная толщина также снижается. Учитывая это, а также тот факт, что уровень гистерезисных потерь образцов, перемагничиваемых во вращающихся магнитных полях, превышает их величину при перемагничивании в знакопеременном поле [18], можно полагать, что разница в толщинах, соответствующих минимуму потерь, в рассматриваемых случаях, по-видимому, действительно связана с различием гистерезисной составляющей в указанных случаях.

Таким образом, при утонении исследованных монокристаллов $\text{Fe}\text{--}3\text{ wt\% Si}$ потери во вращающихся магнитных полях в зависимости от d ведут себя немонотонно, как и потери в знакопеременных полях: сначала они снижаются, достигая минимума при $d = 0.15\text{ мм}$, а при дальнейшем уменьшении d возрастают. При этом уже небольшое отличие в отклонении оси $[001]$ от плоскости образцов приводит к изменению магнитных потерь исследованных монокристаллов от d .

Обсудим полученные закономерности изменения потерь от толщины образцов (рис. 3). Известно [14], что утонение образцов $\text{Fe}\text{--}3\text{ wt\% Si}$ сопровождается непрерывным ростом гистерезисной составляющей потерь на вращательное перемагничивание. Учитывая это, можно видеть (рис. 3), что снижение полных потерь в интервале толщин $0.15\text{--}0.40\text{ мм}$ идет только за счет уменьшения вихретоковой составляющей потерь. Ее снижение, по-видимому, связано с особенностями поведения доменной структуры исследованных образцов. Особенности ее динамического изменения во вращающихся магнитных полях были выявлены ранее [11,19]. Так, в [19]

показано, что при невысоких индукциях ($B < 1.0\text{--}1.2\text{ Т}$) перемагничивание образцов $\text{Fe}\text{--}3\text{ wt\% Si}$ идет главным образом путем смещения 180-градусных границ полосовой ДС, число которых в течение цикла перемагничивания остается постоянным. При этом вклад в намагниченности замыкающей ДС был незначительным.

Исходя из сказанного, оценим приблизительно уровень вихретоковых потерь образцов при $B_m = 1.0\text{ Т}$. Считая, что их перемагничивание при указанной индукции осуществляется лишь однородным смещением плоских 180-градусных границ, получим, согласно [7], что мощность вихретоковых потерь P_v будет пропорциональна $LdB_m^2f^2$, где L — ширина основных доменов. Для нашего обсуждения важен тот факт, что мощность P_v пропорциональна толщине кристалла. Согласно [7], L также может зависеть от d . Однако в кристаллах исследованных нами толщин эта зависимость очень слабая и ее можно не учитывать. Итак, в соответствии со сказанным, величина вихретоковых потерь должна быть пропорциональной d . К сожалению, используемый нами способ измерения потерь не позволяет разделить их на вихретоковые и гистерезисные. Для полных же потерь, согласно рис. 1, можно видеть, что при утонении образца от 0.4 до 0.2 мм , т.е. в два раза, полные измеренные потери на вращательное перемагничивание изменяются в 1.5 раза. Отсюда ясно, что до минимума зависимость потерь на вращательное перемагничивание от d определяется вихретоковой составляющей. Имеющееся же отклонение от линейной зависимости потерь от d можно связать с определенным вкладом в полные потери гистерезисных потерь, которые, как известно [11], при утонении образца растут. Именно с этим ростом можно связать рост полных потерь в образцах толщиной ниже 0.15 мм .

Отметим, что в [19] на монокристалле $\text{Fe}\text{--}3\text{ wt\% Si}$ были измерены скорости смещения 180-градусных границ на отдельных циклах перемагничивания во вращающихся полях. Из этих скоростей была оценена зависимость вихретоковых потерь от амплитуды индукции в интервале $0.5\text{--}1.2\text{ Т}$. Ее сопоставление с измеренным ходом потерь от индукции показало, что между ними имеется неплохое количественное соответствие. Это подтверждает ранее высказанное предположение, что при невысоких индукциях, не превышающих $1.0\text{--}1.2\text{ Т}$, основной вклад в магнитные потери во вращающихся полях вносят смещения 180-градусных границ полосовой ДС.

Выявить конкретные особенности поведения ДС, приводящие к снижению потерь при утонении образцов при высоких амплитудах индукции (рис. 2, *b*), намного сложнее. Причиной этого является то, что при указанных индукциях, как установлено ранее [12], перемагничивание образцов во вращающихся магнитных полях идет исключительно за счет смещения границ замыкающей ДС. Полосовая ДС при этом в течение полного цикла изменения намагничивающего поля на

поверхности образцов не выявляется. Кроме того, размеры доменов замыкающей ДС очень сильно отличаются друг от друга в различных участках образцов вследствие неоднородности их внутреннего поля. Исходя из этого, видно, что для выявления вклада замыкающей ДС в магнитные потери необходимо регистрировать картину ее динамического изменения на всей поверхности образцов. Учитывая сравнительно большие размеры исследованных дисков, осуществить это практически невозможно.

Тем не менее, основываясь на результатах работы [20], попытаемся объяснить закономерности изменения магнитных потерь на рис. 3, *b*. Авторами указанной работы теоретически было установлено, что при утонении образцов Fe–3 wt% Si с осью [001], лежащей в плоскости образца, ширина доменов, образующих тонкую структуру замыкающих областей, уменьшается с утонением образца, что ведет к уменьшению размеров замыкающих доменов, а также связанных с ними размеров основной полосовой структуры. Исходя из сказанного, можно предположить, что снижение магнитных потерь при больших индукциях можно связать с уменьшением средней ширины доменов замыкающей ДС при утонении монокристаллов. Последующий рост потерь, как и ранее, обусловлен непрерывным ростом гистерезисных потерь, составляющих более половины полных при толщинах образцов, меньших 0.15 mm. Наконец, рассмотрим причины различия мощностей потерь в образцах с разной ориентацией осей типа [001]. Как известно [6], отклонение намагниченности от плоскости образца на небольшой угол β приводит к возникновению на поверхности большого числа мелких каплевидных доменов. Часть их при перемагничивании образца прорастает в новые полосовые домены и тем самым способствует уменьшению средней ширины ранее существовавшей полосовой доменной структуры. Это в свою очередь приводит к уменьшению вихрековых и соответственно полных магнитных потерь образца. Сказанным, по-видимому, и объясняется также то, что на образцах с $\beta = 0$ магнитные потери выше, чем на монокристаллах с $\beta = 1.5^\circ$ (рис. 3, *a*). При высокой индукции, как видно из рис. 3, *b*, наблюдается аналогичное соотношение потерь сопоставимых образцов. Их перемагничивание в данном случае, как уже отмечалось выше, идет исключительно за счет смещения границ замыкающей ДС. В связи с этим можно предположить, что наличие отклонения намагниченности, связанного с отклонением оси типа [001] относительно поверхности образца, приводит не только к уменьшению ширины полосовых доменов, но и доменов замыкающей ДС.

Как было отмечено, разница в магнитных потерях на образцах с различной ориентацией осей [001] относительно поверхности образца уменьшается при утонении образцов. Причина этого может заключаться в особенностях изменения ширины доменов при утонении образцов с $\beta = 1.5^\circ$. Так, авторами работы [3], выполненной на монокристаллах с $\beta > 0$, было высказано предположение,

что при утонении образцов до толщин, меньших ширины полосовых доменов, ширина доменов определяется магнитостатическими полюсами на противоположных поверхностях образца, а не магнитоупругим взаимодействием на торцах, перпендикулярных направлениям проекции намагниченности на плоскость образца. Это, естественно, приводит к уменьшению ширины основной полосовой ДС. Подобное изменение размеров ДС наблюдалось в [4] при динамическом перемагничивании Fe–3 wt% Si с $\beta = 1^\circ$. Из сказанного можно видеть, что снижение степени дробления ДС и соответственно степени падения вихрековых потерь образца с $\beta = 1.5^\circ$ по мере его утонения приводит к уменьшению разницы в уровне магнитных потерь, наблюдаемому (рис. 3) в исследованных образцах.

Выводы

Таким образом, в работе выявлены особенности изменения магнитных потерь на вращательное перемагничивание образцов Fe–3 wt% Si от их толщины и угла отклонения плоскости образца от кристаллографической плоскости типа (110), а также в зависимости от амплитудного значения индукции. Были установлены немонотонная зависимость мощности полных потерь P от амплитудного значения индукции B_m в широкой области толщин (0.08–0.4 mm) исследованных образцов и сдвиг максимума мощности потерь $P(B_m)$ в область меньших значений B_m при утонении образца.

При утонении монокристаллов Fe–3 wt% Si магнитные потери на вращательное перемагничивание монотонно падают, достигая минимума при толщине 0.15 mm, а затем вновь растут. Уровень мощности полных потерь в среднем на 30–50% ниже их значений, измеренных при исходной толщине. Значение толщины образцов, соответствующей минимуму вращательных магнитных потерь, почти в 1.5–2.0 раза превышает ее значение, измеренной при перемагничивании в линейно поляризованном поле.

Небольшое отклонение (на угол β , примерно равный 1.5°) поверхности кристалла от кристаллографической поверхности типа (110) приводит к существенному снижению магнитных потерь по сравнению с их значениями, измеренными на образцах с $\beta = 0$ (госсовская ориентация поверхности). При этом наибольшее снижение (почти на 25%), наблюдаемое при максимальных толщинах образцов, непрерывно уменьшается по мере утонения образцов.

Показано, что полученные закономерности в потерях на вращательное перемагничивание могут быть объяснены на основе рассмотрения динамического поведения доменной структуры.

Работа выполнена при частичной поддержке Отделения физических наук РАН и частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 0.2-0.2-16443.

Список литературы

- [1] Зайкова В.А., Старцева И.Е., Филиппов Б.Н. Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей. М.: Наука, 1992. 270 с.
- [2] Washko S.D., Miller R.F. // JMMM. 1980. P. 361–364.
- [3] Yamaguchi T., Takeda K. // JEEE. Trans. Magn. 1984. Vol. MAG-20. P. 41–44.
- [4] Тиунов В.Ф. // ФММ. 1990. № 7. С. 67–76.
- [5] Драгошанский Ю.Н., Зайкова В.А., Хан Е.Б. // Тр. Междунар. конф. по магнетизму (МКМ-73). М.: Наука, 1974. Т. 4. С. 518–520.
- [6] Драгошанский Ю.Н., Есина Н.К., Зайкова В.А. // ФММ. 1978. Т. 45. Вып. 4. С. 723–728.
- [7] Pry R.H., Bean C.P. // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. P. 532–534.
- [8] Bishop L.E.L. // Phys. Stat. Sol. (a). 1971. Vol. 7. N 1. P. 117–124.
- [9] Филиппов Б.Н., Зайкова В.А., Жаков С.В., Драгошанский Ю.Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 42. № 8. С. 1744–1752.
- [10] Филиппов Б.Н., Танкеев А.П. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1987. 216 с.
- [11] Тиунов В.Ф., Корзунин Г.С. // ФММ. 2001. № 2. С. 41–45.
- [12] Тиунов В.Ф. // ФММ. 2004. Т. 98. № 2. С. 35–43.
- [13] Тиунов В.Ф., Корзунин Г.С. // Дефектоскопия. 2002. № 11. С. 37–40.
- [14] Archenhold W.F., Sandham H.F., Thompson J.E. // J. Appl. Phys. 1960. Vol. 11. P. 46–49.
- [15] Boon S.R., Thompson J.E. // Proc. JEE. 1964. Vol. 111. N 3. P. 605–609.
- [16] Абрамов А.Д., Корзунин Г.С., Инишева Л.А., Ткаченко Г.И. А.С. № 954908. Б.И. 1982. № 32.
- [17] Бозорт Р. Ферромагнетизм. М.: ИЛ, 1956. 784 с.
- [18] Fiorillo F., Rietto A.M. // JMMM. 1990. Vol. 83. P. 402–404.
- [19] Тиунов В.Ф. // ФММ. 2001. Т. 92. № 1. С. 20–28.
- [20] Филиппов Б.Н., Жаков С.В., Драгошанский Ю.Н. и др. // ФММ. 1976, Т. 42. Вып. 2. С. 260–277.