

Обобщенный параметр доменной структуры магнитно-мягких материалов и его использование для количественного описания семейства динамических петель гистерезиса

© А.И. Кадочников, Г.С. Корзунин

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: korzunin@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 12 января 2000 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2000 г.)

Излагается обобщенная интерпретация процессов динамического перемагничивания магнитно-мягких электропроводящих материалов, позволяющая получить простое и достаточно точное математическое описание семейства динамических петель гистерезиса.

Динамическую петлю гистерезиса можно считать основной характеристикой магнитно-мягкого материала. Лучше говорить о семействе этих петель, поскольку они зависят от частоты и амплитуды перемагничивающего поля (или магнитной индукции), а также от режима перемагничивания, т.е. от формы зависимости от времени внешнего поля или потока индукции. До сих пор нельзя считать окончательно установленными причины отличия динамических петель от статических, потому что некоторые факты не укладываются в рамки традиционных представлений [1]. Это обстоятельство практически можно было бы игнорировать, если бы были найдены хотя бы феноменологические способы удовлетворительного количественного описания петель и их зависимостей от параметров режима перемагничивания. Значение такого описания для практической электротехники, конечно, очень велико.

Но возможно ли оно принципиально? Положительный ответ на этот вопрос представляется маловероятным, поскольку известно, сколь сложен в деталях процесс перемагничивания ферромагнитных материалов и как много высказано разумных предположений о самых различных возможных механизмах задержек (релаксации) этого процесса. Тем не менее, как будет продемонстрировано далее, весьма хорошее количественное описание семейства динамических петель гистерезиса все же возможно, если принять некоторые обобщенные положения о процессах перемагничивания. Одно из них относится к вихревым токам, а другое — к явлениям иного рода, задерживающим перемагничивание и названным в свое время, по предложению В.К. Аркадьева, магнитной вязкостью [2]. Что касается вихревых токов, то принципиальная сущность затруднений предельно ясна: когда речь идет о тонких материалах с крупной доменной структурой, то следует учитывать, что вихревые токи возбуждаются при движении каждой отдельной доменной стенки, а линии вихревых токов, получающиеся в результате их суммирования, могут иметь отнюдь не ту простую конфигурацию, которая предполагалась в классической теории вихревых токов. Они могут иметь весьма "затейливый" вид, а это значит, что классические

формулы для расчета вихревых токов и их влияние на динамическую петлю гистерезиса не всегда отражают действительные эффекты.

Как же учесть это обстоятельство? Ведь в реальных материалах, во-первых, конфигурация доменных стенок составляет совсем не регулярную картину, а, во-вторых, само движение доменных стенок не подчиняется простым законам и может быть весьма разнообразным. Например, подвижность различных стенок может быть неодинаковой даже для стенок одного типа. Однако при таком положении вещей могут вступить в силу закономерности статистического характера. Например, если магнетик достаточно массивен и размеры доменов малы по сравнению с его размерами, то конфигурации линий вихревых токов лишь незначительно будут отличаться от тех, которые принимаются в классических расчетах вихретокового эффекта. Иными словами, статистически так называемое "влияние доменной структуры на вихревые токи" будет пренебрежимо мало. Возникает вопрос, не имеет ли место какая-либо, хотя бы приближительная, простая статистическая закономерность и в тех случаях, когда размеры доменов сравнимы с толщиной магнитной ленты или пластин, из которых изготавливают магнитные сердечники электротехнических устройств?

Попытка установить такую закономерность была предпринята в [3]. В кратком изложении она состоит в следующем. Вначале исходим из простой, но наиболее характерной модели доменной структуры и движения доменных стенок — модели Прая и Бина [4], которая, с одной стороны, соответствует наиболее сильному проявлению тех "искривлений" классических линий вихревых токов, которые обусловлены доменной структурой и приводят к "усилению" интегральных вихретоковых эффектов, а с другой стороны, поддается сравнительно простому расчету. Как показано в [5], эта модель позволяет вычислить не только потери энергии на возбуждение вихревых токов, но и обусловленную ими динамическую составляющую петли гистерезиса. Анализ этого расчета в сравнении с классическим приводит к выводу [3], что они приближенно дают одинаковый результат, если в классических формулах заменить действительную

удельную электропроводность γ на "эквивалентную" γ_{eq} , которая больше γ и зависит от размера (ширины) доменов. Отношение $\lambda = \gamma_{eq}/\gamma$ является мерой "влияния доменной структуры на вихревые токи". Суть дела не в том, что при такой замене уравниваются расчетные и действительные потери на вихревые токи (это тривиально), а в том, что сохраняется форма динамических петель гистерезиса, соответствующих заданному режиму перемагничивания.

Дальнейший шаг состоит в том, чтобы распространить этот результат на случаи более сложных доменных структур, т.е. считать его статистической закономерностью и затем искать подтверждение в сопоставлении расчетных и экспериментальных петель гистерезиса. На этом мы подробно остановимся далее, а сейчас сформулируем основную цель настоящей статьи. Дело в том, что в статье [3] имеется существенный недостаток, а именно, хотя возможность замены в классических расчетах γ на γ_{eq} была приближенно обоснована наглядными расчетными данными, не было сделано прямого сопоставления динамических петель гистерезиса, вычисленных на основе модели Прая и Бина и по формулам классической модели однородного намагничивания с заменой γ на γ_{eq} . Главной целью настоящей статьи является выполнение такого сопоставления, из которого видно, что при типичных условиях перемагничивания ленточных электропроводящих магнитно-мягких материалов эта упрощающая процедура дает результат, лишь незначительно отличающийся от идеального. Именно это обстоятельство открывает возможность замечательно простого количественного описания динамических циклов перемагничивания.

1. Постановка задачи

Сформулируем теперь данную задачу на конкретном языке вычислительных процедур. Для принципиальной демонстрации тех изменений, которые вносит доменная структура в классический расчет вихревых токов, Прай и Бин выбрали простую модель для тонких материалов (например, для витых ленточных сердечников), которая состоит из доменов, разделенных плоскими доменными стенками, параллельными друг другу и перпендикулярными боковым поверхностям ленты. На этих поверхностях мы имеем полосовую доменную структуру, а в поперечном сечении — картину, изображенную на рис. 1. В размагниченном состоянии все домены равны друг другу, а при приложении внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости чертежа (рис. 1), происходит одинаковое смещение соседних стенок в противоположные стороны. В такой модели задание изменения средней намагниченности во времени эквивалентно заданию скорости каждой стенки как функции времени, что позволяет из уравнений Максвелла вычислить в каждой точке ленты составляющие плотности возбуждаемых вихревых токов. На рис. 1 в качестве примера штриховыми линиями изображены некоторые

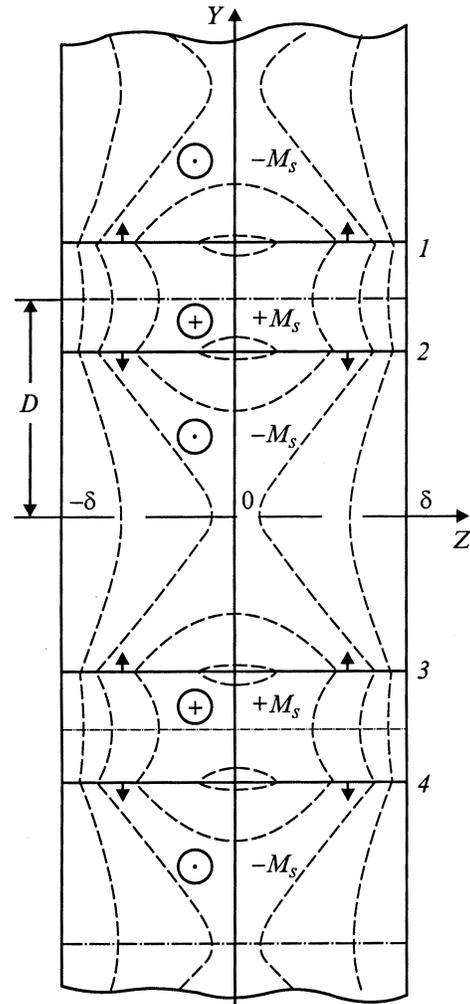


Рис. 1. Модель доменной структуры Прая и Бина в поперечном сечении ферромагнитной ленты, штриховые кривые — некоторые линии вихревых токов; 1–4 — доменные стенки.

из линий вихревых токов, соответствующих данной модели при определенных условиях перемагничивания [5]. Картина этих линий весьма значительно отличается от классической в модели однородного намагничивания.

Из формул для составляющих плотности вихревых токов можно получить выражение для расчета потерь на вихревые токи (что было выполнено Праем и Бином), а также формулу для расчета соответствующих динамических петель гистерезиса [5] (без учета магнитной вязкости). Последняя имеет вид

$$H_e(t) = H_{st}(B_{av}) + \frac{8}{\pi^3} \gamma \delta D \frac{dB_{av}}{dt} \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\text{ch} \alpha_n + \text{ch} \left(\alpha_n \cdot \frac{B_{av}}{\mu_0 \cdot M_s} \right)}{(2n+1)^3 \cdot \text{sh} \alpha_n}. \quad (1)$$

Здесь B_{av} — периодически изменяющаяся со временем t средняя по сечению ленты индукция, $H_e(t)$ — соответствующее тем же моментам времени t зна-

чение напряженности внешнего магнитного поля, $H_{st}(B_{av})$ — квазистатическая составляющая этого поля, δ и γ — соответственно полутолщина и удельная электропроводность ленты магнетика, D — средняя ширина доменов (расстояние между центрами соседних доменов на рис. 1), M_s — намагниченность насыщения, μ_0 — магнитная постоянная, $\alpha_n = 0.5\pi(2n+1)(D/\delta)$. Если задан режим перемагничивания, т.е. периодическая зависимость от времени $B_{av}(t)$, либо $H_e(t)$, то из (1) можно вычислить зависимость B_{av} от H_e , т.е. динамическую петлю гистерезиса сердечника.

С другой стороны, классическая теория, в которой предполагается отсутствие доменной структуры и соответственно однородное значение магнитной проницаемости, приводит в простейшем случае слабого поверхностного эффекта к следующей формуле для динамической петли гистерезиса:

$$H_e(t) = H_{st}(B_{av}) + \frac{1}{3}\gamma\delta^2 \frac{dB_{av}}{dt}. \quad (2)$$

Основная цель настоящей статьи — наглядно показать, что в типичных конкретных случаях динамические петли, рассчитанные по формуле (1), очень близки к петлям, рассчитанным по простой формуле (2), если в последней вместо действительной удельной электропроводности γ использовать "эквивалентную" ("эффективную") удельную электропроводность γ_{eq} , зависящую от параметра доменной структуры $d = D/\delta$. Тем самым подтвердились бы результаты работы [3], которые были получены с использованием некоторых упрощающих допущений, лишь приближенно следующих из приведенных там расчетных кривых. С другой стороны, именно эти результаты были положены в основу построения адекватного описания семейства динамических петель гистерезиса [6].

2. Результаты расчетов

На рис. 2 и 3 штриховыми линиями изображена восходящая ветвь экспериментальной статической петли гистерезиса железокремнистого сплава (Fe 3% wt Si) толщиной 0.28 mm с текстурой Госса при перемагничивании от индукции $-B_m = -1.5$ до $+B_m = +1.5$ T. Остальные кривые на рис. 2 и 3, изображенные сплошными линиями и точками, — это восходящие ветви расчетных динамических петель гистерезиса при частоте 50 Hz, причем рис. 2 относится к случаю режима заданного синусоидального потока индукции при амплитуде намагниченности $\mu_0 M_m = 1.5$ T а рис. 3 — к случаю заданного синусоидального внешнего поля с амплитудой $H_m = 100$ A/m. Точками представлены кривые, рассчитанные по формуле (1), т.е. относящиеся к модели Прая и Бина с различными значениями параметра доменной структуры d в диапазоне от 0.4 до 6.0. Сплошными линиями изображены соответствующие кривые, рассчитанные по формуле (2) с заменой γ на γ_{eq} , причем значения величин γ_{eq} подобраны так, чтобы получить наилучшее согласование с кривыми, рассчитанными по

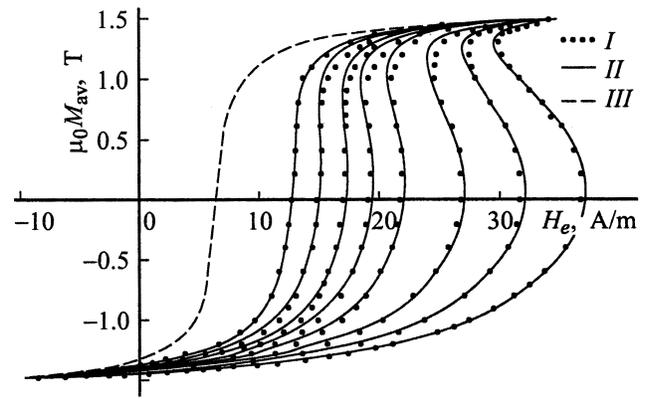


Рис. 2. Восходящие ветви динамических петель гистерезиса для сплава Fe 3% Si толщиной 0.28 mm с текстурой Госса, рассчитанные без учета магнитной вязкости для случая перемагничивания с частотой 50 Hz в режиме синусоидальной индукции с амплитудой 1.5 T: I — по модели Прая и Бина, II — по модели однородного намагничивания с заменой γ на γ_{eq} . d: 1 — 0.4, 2 — 1.3, 3 — 1.9, 4 — 2.4, 5 — 3, 6 — 4, 7 — 5, 8 — 6. III — статическая кривая перемагничивания.

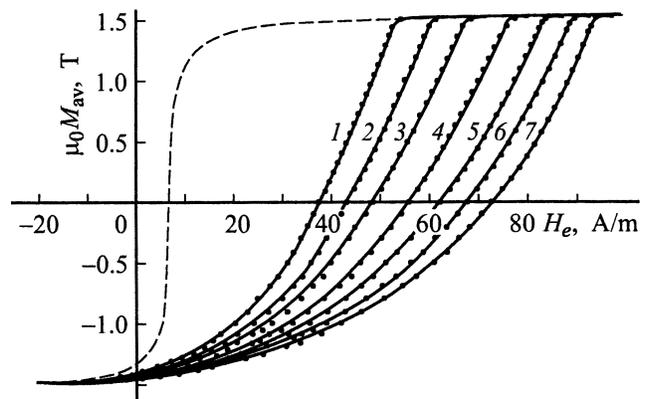


Рис. 3. То же, что на рис. 2 для режима синусоидального поля с амплитудой 100 A/m. d: 1 — 0.4, 2 — 1.3, 3 — 2, 4 — 3, 5 — 4, 6 — 5, 7 — 6.

формуле (1). Это согласование, как видно, получается достаточно хорошим, особенно в случае режима синусоидального внешнего поля. При этом отношение $\lambda = \gamma_{eq}/\gamma$ следующим образом зависит от параметра доменной структуры [5]:

$$\lambda = 0.81d + \exp[-0.81d(1 + 0.1d)]. \quad (3)$$

При малых значениях этого параметра ($d \leq 0.4$) вихревые токи, возбуждаемые в поперечном сечении ленты, мало отличаются от классических ($1 \leq \gamma_{eq}/\gamma \leq 1.05$). Чем больше d , тем больше должна быть эквивалентная удельная электрическая проводимость γ_{eq} , чтобы компенсировать влияние доменной структуры на вихревые токи и, следовательно, на динамическую петлю гистерезиса.

Таким образом, наглядно подтверждается принцип, что для расчета вихревых токов в ленте с доменной структурой можно воспользоваться классическими формулами, относящимися к случаю однородного намагничивания, с той лишь разницей, что место действительной удельной электропроводности γ должна занимать эквивалентная удельная электропроводность γ_{eq} , зависящая от относительных размеров доменов.

3. Обобщение полученного результата

Графики, приведенные на рис. 2 и 3, подтверждают этот принцип лишь для модели Прая и Бина. Естественно возникает вопрос, нельзя ли распространить этот простой результат на другие доменные структуры, имеющие место в реальных ферромагнитных материалах, используемых в электротехнике? Полагаем, что имеет смысл принять это предположение в качестве рабочей гипотезы, если окажется, что реальные динамические петли гистерезиса можно с нею согласовать. При этом принимается во внимание, что модель Прая и Бина действительно является базовой, т.е. самой подходящей для наиболее жесткой демонстрации влияния доменной структуры на вихревые токи и что полосовая доменная структура действительно наблюдается как локальное явление в различных кристаллитах поликристаллического материала, хотя и с разными расстояниями между стенками. Поэтому имеет смысл ввести понятие о некоем обобщенном (эффективном) параметре доменной структуры d_{ef} , значение которого определялось бы не только разбросом действительных значений d , но и статистически учитывало бы различные другие отклонения от модели Прая и Бина, включая изгиб стенок, наличие 90-градусных стенок, различную подвижность стенок и т.п. Конечно, прямые определения величины d_{ef} путем наблюдения доменных структур могут дать лишь оценку ее значения. Косвенные же определения через величину $\lambda = \gamma_{eq}/\gamma$ с использованием соотношения (3) могут быть осуществлены в том случае, когда расчетные и экспериментальные петли гистерезиса мало отличаются друг от друга.

На этом пути, однако, приходится преодолевать весьма существенную трудность, которая заключается в том, что в реальных материалах, помимо вихревых токов, действуют и другие релаксационные механизмы, тормозящие процесс динамического перемагничивания (магнитная вязкость с малым временем релаксации). Так, в работе [1] показано, что можно указать случаи, когда наблюдаемые расхождения между расчетными и экспериментальными динамическими петлями гистерезиса никак не могут быть приписаны действию только вихревых токов, сколь бы "затейливыми" они не были. Среди известных (хотя, может быть, и недостаточно изученных) механизмов магнитной вязкости с малым временем релаксации можно выделить, прежде всего, механизмы "трения" доменной стенки при ее движении, что обусловило появление в уравнении движения стенки "силы трения", пропорциональной скорости стенки.

Причинами такого трения могут быть взаимодействия с точечными центрами закрепления (пиннинга) [7–9] и с дислокациями [10,11], "магнотрикссионное трение" [12], "спин-спиновые и спин-решеточные процессы релаксации намагниченности" [13]. Кроме того, причиной магнитной вязкости может быть пиннинг доменных стенок на пустотах и включениях [7,14,15], запаздывающие скачки Баркгаузена [16,17], термическая активация движения доменных стенок из метастабильных состояний, т.е. воздействие тепловых флуктуаций [18], и другие процессы [19,20]. Недавно было отмечено [21], что даже спиновая релаксация (затухание свободной прецессии спинов), которая характеризуется постоянной времени порядка 10^{-7} s, в современных магнитных материалах может оказать влияние на торможение перемагничивания уже при звуковых частотах внешнего поля, потому что в материалах с крупной доменной структурой время, за которое доменная стенка пройдет через данную точку (т.е. совершится поворот магнитного момента в этой точке), может составлять малую величину, сопоставимую с 10^{-7} s.

Возникает вопрос, возможно ли количественное описание этих механизмов магнитной вязкости с малым временем релаксации какой-либо статистической закономерностью? Анализ многочисленных экспериментальных данных привел к выводу [6], что в качестве такой закономерности пригодно модифицированное уравнение магнитной вязкости, имеющее вид

$$\mu_0 \frac{\partial M}{\partial t} = r \exp \left(-3.5 \frac{M^2}{M_s^2} \right) [H - H_{st}(M)]. \quad (4)$$

Здесь r — коэффициент магнитной вязкости, характеризующий релаксационные свойства материала в данных конкретных условиях перемагничивания.

В той же работе было показано, что при не слишком больших скоростях перемагничивания, когда имеет место слабый поверхностный эффект, может быть выведено уравнение динамического перемагничивания, позволяющее рассчитать динамическую петлю гистерезиса при заданном режиме перемагничивания. Оно имеет вид

$$H_e(t) = H_{st}(M_{av}) + \frac{\mu_0}{r} \exp \left[3.5 \left(\frac{M_{av}}{M_s} \right)^2 \right] \frac{dM_{av}}{dt} + \frac{1}{3} \gamma_{eq} \delta^2 \mu_0 \frac{dM_{av}}{dt} \quad (5)$$

и отличается от (2) лишь дополнительным "вязкостным" членом и тем, что в "вихревоком" члене вместо γ поставлено γ_{eq} . Для расчета петли по этому уравнению надо задаться зависимостью от времени средней по сечению намагниченности $M_{av}(t)$, либо внешнего поля $H_e(t)$. Кроме того, в уравнении (5) содержатся две неизвестные константы, а именно величина γ_{eq} (или $\lambda = \gamma_{eq}/\gamma$), характеризующая влияние доменной структуры на вихревые токи, и коэффициент вязкости r , характеризующий релаксационные свойства магнитного материала. Вопрос

теперь сводится к следующему: можно ли для каждой конкретной динамической петли гистерезиса подобрать эти два "подгоночных" коэффициента λ и r таким образом, чтобы экспериментальные и расчетные петли гистерезиса были близки друг другу? Несколько примеров положительного ответа на этот вопрос дано в [6]. Здесь мы приводим еще один дополнительный пример, расширяющий список материалов, для которых подтвердилась эффективность изложенной методики описания динамических свойств магнитных материалов.

4. Экспериментальные данные

Для конкретных измерений использовались два витых тороидальных образца электротехнической стали 3424 толщиной 0.08 mm, имеющих мало отличающиеся статические петли гистерезиса. Один из них испытывался в режиме синусоидального потока индукции (результаты на рис. 4), другой — в режиме синусоидального внешнего поля (рис. 5). Статические кривые перемагничивания измерялись на баллистической установке и изображены на рис. 4 и 5 штриховыми линиями. Точки динамических петель гистерезиса были определены посредством измерений на феррометре с полупериодной отсечкой, специально разработанном и изготовленном в Метрологическом институте г. Екатеринбурга. В режиме синусоидальной индукции с амплитудой $B_m = 1.48$ Т измерения проводились для частот 50, 150, 400, 600 и 1000 Hz. В режиме синусоидального поля с амплитудой $H_m = 200$ А/м определялись динамические петли при частотах 60, 200, 400 и 600 Hz. При более высоких частотах в обоих случаях происходил выход за рамки "слабого поверхностного эффекта".

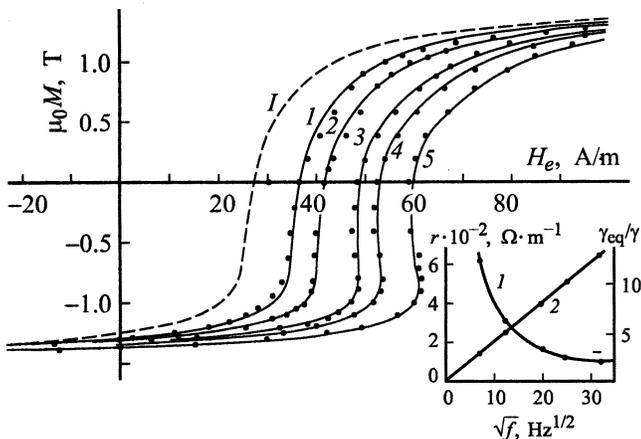


Рис. 4. Восходящие ветви петель гистерезиса электротехнической стали толщиной 0.08 mm при синусоидальной индукции. I — статическая петля; $1-5$ — экспериментальные точки динамических петель при различных частотах перемагничивания f , Hz: 1 — 60, 2 — 150, 3 — 400, 4 — 600, 5 — 1000; Сплошные кривые — соответствующие расчетные динамические петли. На врезке — зависимости r (1) и γ_{eq}/γ (2) от \sqrt{f} .

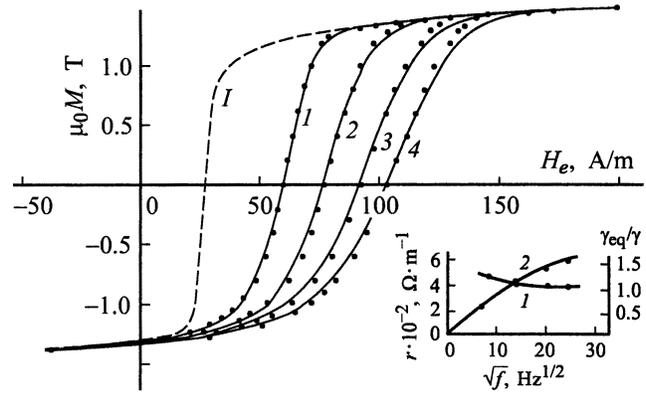


Рис. 5. То же, что на рис. 4 при синусоидальном внешнем поле при различных частотах перемагничивания f , Hz: 1 — 50, 2 — 200, 3 — 400, 4 — 600.

5. Результаты в случае синусоидальной индукции

Если средняя по сечению ленты индукция B_{av} зависит от времени t по синусоидальному закону $B_{av} = B_m \sin \omega t$ и если игнорировать малую разницу между индукцией B и намагниченностью M , умноженной на магнитную постоянную μ_0 , т.е. полагать $B \cong \mu_0 M$, то расчет динамических петель по формуле (5) особенно прост. Задаваясь численными значениями параметров

$$\Omega = \omega/r, \quad \Theta = (1/3)\gamma_{eq}\delta^2\omega, \quad (6)$$

мы можем для каждого мгновенного значения $\mu_0 M_{av}(t)$ вычислить соответствующее значение $H_e(t)$, т.е. определить координаты точки динамической кривой перемагничивания (восходящей ветви динамической петли гистерезиса).

Если потребовать, чтобы эта кривая проходила через точку динамического коэрцитивного поля H_{cd} , в котором $M_{av} = 0$, а $\mu_0(dM_{av}/dt) = \omega\mu_0 M_m$, то из (4) и (5) получаем

$$\Omega + \Theta = (H_{cd} - H_c)/\mu_0 M_m,$$

где H_c — статическое коэрцитивное поле. Таким образом, фактически остается подобрать только один из двух параметров (6), соответствующих наилучшему согласованию расчетных и экспериментальных кривых перемагничивания.

На рис. 4 показаны экспериментальные точки восходящих ветвей динамических петель гистерезиса, а сплошными линиями изображены соответствующие расчетные кривые перемагничивания. Значения параметров $\lambda = \gamma_{eq}/\gamma$ и r , вычисленные из (6) по полученным значениям величин Ω и Θ , представлены на том же рисунке в зависимости от корня квадратного из частоты перемагничивания \sqrt{f} . Коэффициент вязкости r , как и ранее [6], оказался прямо пропорциональным \sqrt{f} . Параметр $\lambda = \gamma_{eq}/\gamma$, характеризующий степень влияния

доменной структуры на вихревые токи, круто уменьшается при росте частоты, что означает известное [13] интенсивное дробление доменов. Поскольку величина λ связана с обобщенным параметром доменной структуры d соотношением (3), полученные данные позволяют оценить среднюю (эффективную) ширину доменов. Находим: при частоте $f = 50 \text{ Hz}$ $D = 1.3 \text{ mm}$; при $f = 400 \text{ Hz}$ $D = 0.34 \text{ mm}$; при $f = 1000 \text{ Hz}$ $D = 0.18 \text{ mm}$. Представленное на рис. 4 согласование расчетных и экспериментальных кривых перемагничивания является достаточно хорошим, чтобы считать уравнение (5) пригодным для описания динамики перемагничивания тончайшей электротехнической стали.

6. Результаты в случае синусоидального внешнего поля

Если перемагничивание происходит под воздействием синусоидального внешнего поля $H_e(t) = H_m \sin \omega t$, то расчет динамической петли несколько сложнее, чем в случае заданной синусоидальной индукции, поскольку требуется численное решение дифференциального уравнения (5). Статическая кривая перемагничивания должна быть задана в форме аппроксимирующей функции. В качестве последней лучше всего использовать сплайн [22] с предварительно найденными коэффициентами. Трудность заключается в том, что надо получить установившееся периодическое решение. Для этого должно быть тщательно определено в какой-то "начальный" момент времени начальное значение величины M_{av} , соответствующее стационарному процессу периодического изменения намагниченности. Для того типа кривых перемагничивания, которые изображены на рис. 5 (имеющих пологий начальный участок), проще всего использовать то обстоятельство, что при выборе начальной точки слева от оси ординат результаты расчета мало зависят от начального значения величины M_{av} , если оно не выходит за пределы интервала, где процедура численного решения устойчива. Дальнейшее решение стандартными методами проходит без затруднений.

На рис. 5 приведены результаты описанных расчетов хорошо согласующиеся с экспериментальными точками. Параметр λ в данном случае медленно приближается к единице, изменяясь от 1.2 при частоте 60 Hz до 1.0 при частоте 600 Hz, т.е. дробление доменной структуры в этом диапазоне частот в данном случае незначительно. Что касается коэффициента вязкости r , то в отличие от всех ранее исследованных материалов [6] его зависимость от \sqrt{f} оказалась нелинейной.

Итак, в данной статье наглядно продемонстрировано, что расчетные динамические петли гистерезиса практически не изменяются, если сложный расчет вихревых токов в материалах, где перемагничивание происходит путем смещения доменных стенок, свести к простому классическому расчету по модели однородного намагничивания с заменой действительной удельной электрической

проводимости γ на эквивалентную удельную электропроводность γ_{eq} , причем отношение γ_{eq}/γ является мерой влияния доменной структуры на вихревые токи. На этом основан вывод простого уравнения динамического перемагничивания (5), позволяющего рассчитывать динамические петли гистерезиса при вариациях частоты и амплитуды воздействия. Эффективность этого уравнения подтверждается, в частности, на примере низкочастотного перемагничивания тончайшей электротехнической стали толщиной 0.08 mm как в режиме синусоидального потока индукции, так и в режиме синусоидального внешнего магнитного поля. Этот материал подчиняется уравнению динамического перемагничивания точно так же, как и значительное количество ранее исследованных материалов [6].

Список литературы

- [1] А.И. Кадочников. ФММ **83**, 1, 37, (1997).
- [2] B. Wwedensky. Ann. Phys. **66**, 110 (1921).
- [3] А.И. Кадочников. Электричество 2, 39 (1994).
- [4] R.H. Pry, C.P. Bean. J. Appl. Phys. **29**, 3, 532 (1958).
- [5] А.А. Сивенцев, А.И. Кадочников, В.В. Леонов. ФММ **38**, 3, 529 (1974).
- [6] А.И. Кадочников. ФММ **83**, 2, 89 (1997).
- [7] G.L. Houze. J. Appl. Phys. **38**, 3, 1089 (1967).
- [8] Z.J. Chen, D.C. Jiles. IEEE Trans. Magn. **29**, 6, pt 1, 2554 (1993).
- [9] G.H. Wantenaar, G.V. Wilson, D.H. Chaplin, S.J. Cambell. J. Magn. Magn. Mater. **89**, 1–2, 13 (1990).
- [10] Д.Д. Мишин. Изв. АН СССР. Сер. физ. **34**, 2, 233 (1970).
- [11] P. Gaunt. Phil. Mag. **B48**, 3, 261 (1983).
- [12] Ф.Н. Дунаев. ФММ **29**, 5, 937 (1970).
- [13] В.А. Зайкова, И.Е. Старцева, Б.Ф. Филиппов. Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей. Наука, М. (1992). 272 с.
- [14] D.J. Seagle, S.H. Charap. J. Appl. Phys. **53**, 11, pt 2, 8299 (1982).
- [15] K.J. Overshott, S. Hill. "2nd Conf. adv. magn. mater. appl." London (1976). P. 29.
- [16] Р.В. Телеснин. Докл. АН СССР **59**, 5, 887 (1948).
- [17] Е.П. Дзаганя. ФММ **20**, 2, 204. (1965).
- [18] E. Kneller. Ferromagnetismus. Springer Verlag, Berlin (1962). 792 s.
- [19] P. Mazzetti. IEEE Trans. Magn. **14**, 5, 758 (1978).
- [20] J.V. Morgen., K.J. Overshott. J. Appl. Phys. **53**, 11, 8293 (1982).
- [21] А.И. Кадочников. ФММ **76**, 3, 108 (1993).
- [22] А.И. Кадочников, Е.Б. Хан, Н.Б. Лобанова. Дефектоскопия **11**, 75 (1992).