

УДК 537.622:532.13

Особенности внутреннего трения в ферромагнетиках

Л.П. Петрова, Н.М. Игнатенко, А.А. Булгакова

Юго-Западный государственный университет (Курск, Россия)

Features of Internal Friction in Ferromagnets

L.P. Petrova, N.M. Ignatenko, A.A. Bulgakova

Southwest State University (Kursk, Russia)

На основе применения двух модельных описаний, предложенных А.А. Родионовым, показано, что в магнитных материалах, подверженных знакопеременным упругим полям и находящимся в различных магнитоупругих состояниях, при описании внутреннего трения необходимо учитывать не только магнитную составляющую, но и немагнитную составляющую с учетом изменения немагнитной составляющей внутреннего трения в присутствии магнитного поля.

Магнитная составляющая внутреннего трения связана с движением доменных границ (ДГ) (гистерезисное затухание (амплитудозависимое — необратимые смещения ДГ)) и амплитудонезависимое (обратимые смещения ДГ без отрыва от мест закрепления) с обратимыми и необратимыми вращениями векторов спонтанной намагниченности.

Немагнитная составляющая определяется несколькими составляющими, каждая из которых может доминировать в той или иной области частот, температур, внешних воздействий и исходных структурных состояний исследуемой системы. Она зависит от типа дефектов, их концентраций, пространственного и ориентационного распределения в кристаллах.

В работе предложен подход по разделению внутреннего трения в магнитных материалах на магнитную и немагнитную составляющие, который можно распространить на материалы, имеющие домены и доменные границы, включая антиферромагнетики, сегнетоэлектрики, сегнетомагнетики и др.

Данный подход приводит к расширению использованных ранее представлений о методе выделения магнитной составляющей из регистрируемого спектра внутреннего трения.

Ключевые слова: внутреннее трение в магнитных материалах, магнитная и немагнитная составляющая, ферромагнетики, доменные границы, вектор спонтанной намагниченности, сегнетоэлектрики, сегнетомагнетики.

Based on the application of two model descriptions proposed by A.A. Rodionov, it is shown that description of internal friction of magnetic materials in various magnetoelastic states subjected to alternating elastic fields should consider not only the magnetic component but also the non-magnetic component along with its changes in the presence of the magnetic field.

The magnetic component of internal friction is associated with the movement of domain boundaries (DG) (hysteresis attenuation (amplitude-dependent — irreversible displacements of DG)) and amplitude-independent (reversible displacements of DG without separation from the fixing points) with reversible and irreversible rotations of spontaneous magnetization vectors.

The non-magnetic component is determined by several components, all of which can dominate over a particular region of frequencies, temperatures, external influences, and initial structural states of the system under study. It depends on the type of defects, their concentrations, and spatial and orientation distribution in crystals.

The paper proposes an approach to separate the internal friction in magnetic materials into magnetic and non-magnetic components which can be extended to materials with domains and domain boundaries including antiferromagnets, ferroelectrics, ferromagnets, etc.

This approach leads to an expansion of the previously used ideas about the method of separating the magnetic component from the recorded spectrum of internal friction.

Key words: Internal friction in magnetic materials, magnetic and non-magnetic components, ferromagnets, domain boundaries, spontaneous magnetization vector, ferroelectrics, ferromagnets.

DOI: 10.14258/izvasu(2022)4-06

Методы исследования

В то же время исследование внутреннего трения в материалах, особенно обладающих доменной структурой, актуально и в настоящее время [7–11]. Однако при исследовании магнитных материалов остаются нерешенными некоторые задачи, в частности, вопрос о вкладе во внутреннее трение магнитной и немагнитной составляющих.

Известно, что внутреннее трение Q^{-1} ферромагнетиков имеет магнитную Q_m^{-1} и немагнитную составляющие Q_n^{-1} . В свою очередь, каждая из них связана с наложением различных процессов. Так, величина Q_m^{-1} связана с движением доменных границ (ДГ). В нее включают гистерезисное затухание Q_{mg}^{-1} (амплитудозависимое — необратимые смещения ДГ) и амплитудонезависимое Q_{mp}^{-1} (обратимые смещения ДГ без отрыва от мест закрепления), а также Q_{mv}^{-1} , связанное с обратимыми вращениями векторов спонтанной намагниченности I_s . При «больших» (нелинейный отклик) амплитудах деформации магнетика ϵ появляется составляющая Q_{mn}^{-1} , обусловленная необратимыми вращениями I_s . Немагнитная составляющая Q_n^{-1} также определяется несколькими составляющими, каждая из которых может доминировать в той

или иной области частот, температур, внешних воздействий и исходных структурных состояний исследуемой системы. Все они будут зависеть от типа дефектов, их концентраций, пространственного и ориентационного распределения в кристаллах. Еще К. Мишек (1964 г.) предложил, пользуясь тем, что Q_{mv}^{-1} и Q_{mp}^{-1} являются амплитудонезависимыми составляющими релаксационного типа, выделять Q_m^{-1} из Q^{-1} экстраполированием $Q^{-1}(\epsilon_m)$ на нулевую амплитуду $\epsilon_m \rightarrow 0$. Казалось, что при этом величина $Q_m^{-1} = 0$. Однако еще раньше (1962 г.) И.Б. Кекало и Б.Г. Лившиц, исследовавшие экспериментально зависимости ферромагнетиков в переменных полях H_m , установили, что при $\epsilon_m \rightarrow 0$ кривые зависимостей $Q^{-1}(\epsilon_m)$ не пересекаются. Другой способ этого разделения заключается в том, что при $H_m \rightarrow 0$ величина $Q_m^{-1} \rightarrow 0$, тем самым в таких полях тогда остается лишь составляющая Q_n^{-1} . Но в этом случае значение $Q^{-1}(\infty)$ должно быть меньше, чем Q^{-1} при $\epsilon_m \rightarrow 0$, чего, однако, опыт не подтверждает. По-видимому, для $\epsilon_m \rightarrow 0$ Q^{-1} зависит от поля H_m . Это, в частности, получается из стохастического подхода [12] к описанию для «малых» полей при разложении Q^{-1} в ряд:

$$Q^{-1} = \frac{9}{\pi} \lambda_{100}^2 \frac{G\chi_0(H)}{I_s^2} + \frac{27}{\pi} \frac{\lambda_{100}^3 G^2}{I_s^3} \epsilon_m R + \frac{3\lambda_{100} R H_m^2}{\pi I_s \epsilon_m} + \dots \quad (1)$$

где λ_{100} — константа магнитострикции, G — модуль сдвига, $\chi_0(H)$ — начальная восприимчивость, R — вторая константа Релея.

Под «малыми» понимаются поля, которым соответствуют приведенные значения

$$H'_m = \frac{H_m I_s S}{\alpha} < \frac{3\sigma \lambda_{100} S}{\alpha} = \sigma'_m,$$

где S — площадь ДГ, α — среднеквадратичная сила взаимодействия ДГ с дефектами.

Первое слагаемое в (1) с точностью до постоянного множителя совпадает с результатом Н.С. Акулова и Г.С. Кринчика [13] и связано с обратимыми смещениями ДГ, а второе — с расчетами М. Корнецкого (при описании им гистерезисных потерь) [14], которые подтверждаются опытом [15]. В больших полях $H'_m > \sigma'_m$. Из работы [12] имеем для $\epsilon_m \rightarrow 0$

$$Q^{-1} = \frac{9}{\pi} \lambda_{100}^2 \frac{G\chi_0(H)}{I_s^2} + \frac{18}{\pi} \frac{\lambda_{100}^3 G}{I_s^3} H_m R + \frac{36}{\pi^2} \frac{\lambda_{100}^2 G H_m^2 R^2}{I_s^2 \chi_0} + \frac{432}{\pi^2} \frac{\lambda_{100}^2 G^3 \epsilon_m^2 R^2}{I_s^4 \chi_0}. \quad (2)$$

Заметим, что в еще больших H'_m полях и разложение Q^{-1} будут иметь иной вид. Из сопоставления зависи-

мости $\frac{\partial Q^{-1}}{\partial H_m}$, следующих из (1), (2), получается,

что в «малых» полях $Q^{-1}(H_m)$ возрастает быстрее, а в больших — достигает максимума.

Результаты и обсуждение

Таким образом, величина $Q^{-1}(\epsilon_m \rightarrow 0)$ получается [12] зависящей от H_m для одного и того же исходного магнитоструктурного состояния магнети-

ка. При дальнейшем увеличении поля H_m число ДГ начнет резко убывать, и $Q^{-1}(\epsilon_m \rightarrow 0)$ также будет убывать. Заметим, что подобная же зависимость в герцевом диапазоне частот наблюдается в сегнетоэлектрической области температур в керамиках ЦТС для $Q^{-1}(\epsilon_m \rightarrow 0)$, которая зависит от напряженности электрического поля [16]. С позиций [12] и с учетом сходства механизмов гистерезисных потерь в сегнетоэлектриках для последних можно получить соотношения для Q^{-1} , подобные (1) и (2), поскольку взаимодействие ДГ с дефектами кристаллов можно представить, аналогично

[12] стационарным случайным процессом, имеющим нормальное распределение ординат и производных, а также нулевое среднее по ансамблю доменов сегнетоэлектрика.

$$Q_{\text{мв}}^{-1} + Q_{\text{мп}}^{-1} = 2Q_{\text{мак}}^{-1} \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} + \frac{12\lambda_{100}\rho L_{\text{об}}\nu^2}{\pi^2 m l_0^2} \sum_{i \neq j} \sum_{n=0}^{\infty} c_{ij} N'_{ij} \left(\frac{\beta_c \omega}{m} \right) \times \left[(2n+1)^2 \left(\omega_{ij}^2 - \omega^2 \right)^2 + \left(\frac{\omega\beta_c}{m} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (3)$$

где для первой «вращательной» составляющей $Q_{\text{мак}}^{-1} = 6\rho\lambda_{111}^2 v^2 \theta / A$. Здесь ρ — плотность магнетика, v — скорость волны напряжений, $A_{1,2} = 2K_1 \pm IS H_m$, $A_3 = 2K_1$, $\tau = \beta / A$, β — диссипативный коэффициент, θ — ориентационный фактор. Вторая составляющая, связанная с процессами обратимых смещений ДГ, определяется через $L_{\text{об}}$ (H_m) — общую длину (для сквозной доменной структуры) 90°-ДГ вдоль всех направлений в кристалле, для которых изменяется прогиб ДГ в единице объема, C_{ij} — концентрации ДГ_{ij}, m — плотность массы ДГ, β_c — плотность ее диссипативного коэффициента для смещения ДГ, N'_{ij} — определяется ориентацией приложенного знакопеременного внешнего воздействия σ , ω_{n_j} — собственная частота осцилляций ДГ для n-гармоники.

Таким образом, из (3) видно, что и $Q_{\text{мп}}^{-1}$ (через $L_{\text{об}}$ (H_m)) и $Q_{\text{мв}}^{-1}$ [τ (H_m)] зависят от H_m , причем $L_{\text{об}}$ представляет собой объемную плоскость площади 90°-ДГ, а она, как показывают прямые визуальные измерения на монокристаллах кремнистого железа [17], с ростом H_m вначале слабо, а затем, начиная с некоторого критического значения H_{mk} , резко убывает до нуля. Точно так же из (3) при малых частотах $Q_{\text{мв}}^{-1} \sim \tau \sim H_m^{\pm}$. Знаки \pm в показателе зависят от ориентации I_s магнитных фаз относительно поля H_m . С ростом последнего увеличивается концентрация «благоприятной» в поле H_m магнитной фазы, приводя к убыли τ и $Q_{\text{мв}}^{-1}$. Поэтому в полях H_m экстраполяция на нулевую амплитуду $Q^{-1}(\epsilon_m)$ дает результаты, зависящие (для одного исходного структурного состояния) от H_m , причем в малых полях $Q^{-1}(\epsilon_m \rightarrow 0)$ увеличивается, а в больших из-за $L_{\text{об}}$ (H_m) резко уменьшается. Иными словами, изменение Q^{-1} здесь связано как с $Q_{\text{мп}}^{-1}$, $Q_{\text{мв}}^{-1}$ при отсутствии отрыва ДГ от мест их закрепления дефектами, так и с взаимодействием колеблющихся ДГ с дефектами, приводящими к возникновению составляющих $Q_{\text{мп}}^{-1}$ в (1), (2). Тот факт, что в достаточно больших (в нашем случае) полях (25 Э) $Q^{-1}(\epsilon_m \rightarrow 0)$ оказывается еще больше, чем при $H_m = 0$, свидетельствует о том, что все только амплитудонезависимые составляющие Q^{-1} , оставшиеся в нем, этим полем еще не устраняются. Последующее наложение насыщающего поля забирает все эти составляющие, приводя в то же время

Кроме того, вклад в $Q^{-1}(\epsilon_m \rightarrow 0)$ в полях H_m дает также зависимость амплитудонезависимых составляющих $Q_{\text{мп}}^{-1}$ и $Q_{\text{мв}}^{-1}$ от поля H_m , которая в пренебрежении взаимосвязи процессов смещений и вращений имеет вид:

к изменению $Q_{\text{н}}^{-1}$. В переменном поле H_m с его частотой ω будут вслед за ДГ осциллировать связанные с ними дислокационные сегменты. Их амплитуда осцилляции равна $f/A\lambda^2$, где f — осциллирующая сила, A — линейная плотность массы дислокационной линии. Такие осцилляции, как показано в [18], изменяют эффективную потенциальную энергию дислокации C на величину $\Delta C = f_0^2 / 4A\gamma^2$, а потому изменяют и $Q_{\text{н}}^{-1}$:

$$\Delta Q_{\text{н}}^{-1} / Q_{\text{н}}^{-1} = (1 + \Delta C / C)^{-n} - 1, \quad (4)$$

где, например, в случае беспорядочного расположения примесных атомов по дислокационным сегмен-

там $n=5/2$. Причем из-за $C > 0$ величина $\frac{\partial Q_{\text{н}}^{-1}}{\partial C} < 0$. В на-

сыщающих магнитных полях может изменяться и дислокационная структура магнетика. В случае когда дислокации слабее взаимодействуют с точечными дефектами, нежели с ДГ, дислокации будут двигаться вслед за ДГ. Но это уже изменяет $Q_{\text{н}}^{-1}$. В работе [19] производится оценка такого изменения. Для случая, когда дислокации слабее взаимодействуют с ДГ, чем с примесными атомами, получается

$$\Delta Q_{\text{н}}^{-1} / Q_{\text{н}}^{-1} = (1 + \Delta E_{\text{гд}} / C)^{-n} - 1, \quad (5)$$

где $\Delta E_{\text{гд}}$ — изменение энергии взаимодействия ДГ с дислокациями за счет поля H . В случае сильной

связи ДГ с дислокациями величина $\frac{\partial Q_{\text{н}}^{-1}}{\partial C} > 0$.

Интерпретацию регистрируемого Q^{-1} в обоих выше-рассмотренных случаях необходимо проводить по-разному. В одной из этих ситуаций мы имеем «последовательно» включенные механизмы диссипации, когда нужно суммировать их добротности, а в другом («параллельное» соединение) — складывать внутренние трения соответствующих процессов. Изменять соотношение в Q^{-1} между $Q_{\text{мп}}^{-1}$ и $Q_{\text{н}}^{-1}$ наряду с магнитными полями, постоянным и переменным, могут и статические сопровождающие упругие поля, как это

показано в экспериментальном и теоретическом плане при исследовании затухания крутильных колебаний в проволочных поликристаллических никелевых образцах [20]. Таким образом, измеряемая величина эффективного внутреннего трения в ферромагнетиках в общем случае не может быть однозначно разбита на составляющие хотя бы потому, что в одних ситуациях эффективное внутреннее трение для Q_n^{-1} и Q_{mr}^{-1} равно их сумме (слабая связь ДГ с дислокациями), а в других оно равно $(Q_n + Q_{mr})^{-1}$. Как правило, число реальных процессов, вносящих вклад в диссипацию энергии, значительно больше. В связи с этим достаточно актуальным остается вопрос об однозначной интерпретации, измеряемой на опыте величины Q^{-1} в ферромагнетиках.

Заключение

С учетом двух модельных описаний, предложенных А.А. Родионовым, авторами показано, что в маг-

нитных материалах при описании внутреннего трения необходимо принимать во внимание не только магнитную, но и немагнитную составляющую с учетом изменения немагнитной составляющей внутреннего трения в присутствии магнитного поля. Величина эффективного внутреннего трения в ферромагнетиках в общем случае не может быть однозначно разбита на составляющие хотя бы потому, что в одних ситуациях эффективное внутреннее трение для Q_n^{-1} и Q_{mr}^{-1} равно их сумме (слабая связь ДГ с дислокациями), а в других оно равно $(Q_n + Q_{mr})^{-1}$.

Предложенный подход развивает использованные ранее представления о методе выделения магнитной составляющей из регистрируемого спектра внутреннего трения и может быть распространен на материалы, имеющие домены и доменные границы, включая антиферромагнетики, сегнетоэлектрики, сегнетомагнетики и др.

Библиографический список

1. Постников В.С. Внутреннее трение в металлах. М., 1969.
2. Kunitomi N. Internal friction of ferromagnetism superlattice alloy Ni_3Fe // *Journal of the Physical Society of Japan*. 1952. Vol. 7. Iss. 6. DOI: 10.1143/JPSJ.7.584.
3. Rotenshtein B.F., Muntyanu A.P., Shif A.F. Complex ferromagnetics with high internal friction // *Metal Science and Heat Treatment*. 1963. Vol. 5. DOI: 10.1007/BF00650598.
4. Красных П.А. Внутреннее трение в ферромагнетиках при ориентационных фазовых переходах : дисс.... канд. физ.-мат. наук. : 01.04.07. Воронеж, 1996.
5. Калинин Ю.Е., Коротков Л.Н., Ситников А.В., Тарасов Д.П. Аномалии упругих и неупругих свойств композитов ферромагнетик — сегнетоэлектрик // *Письма в ЖТФ*. 2009. Т. 35. № 1.
6. Рохманов Н.Я. Амплитудно-зависимые эффекты внутреннего трения в упорядочивающихся и стареющих системах : дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. Харьков, 2004.
7. Федорова Н.В., Леньков С.В. Исследование магнитоупругих свойств аморфно-кристаллического сплава $Fe_{73.7}Cu_{1.0}Nb_{3.2}Si_{12.7}B_{9.4}$ и методика эксперимента при использовании электромагнитно-акустического преобразования // *Химическая физика и мезоскопия*. 2020. Т. 22. № 4. DOI: 10.15350/17270529.2020.4.42.
8. Gridnev S.A. Features of the internal friction in improper ferroelastic — antiferromagnetic crystal CoO // *Ferroelectrics*. 2019. Vol. 54. Iss. 1. DOI: 10.1080/00150193.2019.1592435.
9. Gridnev S.A., Popov I.I., Kashirin M.A., Bocharov A.I. Low-frequency internal friction in ferroelectric $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$ and $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3 + 0.2$ mass. % La ceramics // *Journal of Alloys and Compounds*. 2021. Vol. 889. DOI: 10.1016/j.jallcom.2021.161764.
10. Zachariasz R., Bartkowska J. A., Bochenek D., Niemiec P. Internal friction in the ferroelectric — ferromagnetic composites // *Archives of Metallurgy and Materials*. 2013. Vol. 58. Iss. 4. DOI: 10.2478/amm-2013-0168.
11. Головин И.С. Внутреннее трение и механическая спектроскопия металлических материалов : уч. для студентов вузов, обуч. по направл. 150400 «Металлургия» и специальности 150702 «Физика металлов». М., 2012.
12. Сидоров М.Н., Родионов А.А., Черкашин В.С. К теории магнитоупругого затухания в ферромагнетиках // *ФММ*. 1981. Т. 52. Вып. 5.
13. Акулов Н.С., Кринчик Г.С. О свойствах ферромагнетиков в динамическом режиме // *Изв. АН СССР. Физика*. 1952. Т. 16. № 5.
14. Kornetzki M. Uber die Dämpfung mechaischer Schwingungen durch magnetische Hysteris // *Zs. fur Phys*. 1943. Vol. 121. № 9-10.
15. Кекало И.Б., Лифшиц Б.Г., Любов Л.А., Столяров В.Л. О связи между магнитоупругим затуханием и магнитными свойствами никеля // *Механизмы внутреннего трения в полупроводниковых и металлических материалах*. М., 1972.
16. Гриднев С.А., Павлов В.С., Постников В.С., Турков С.К. Внутреннее трение в сегнетоэлектриках // *Аналитические возможности метода внутреннего трения*. АН ССР. М., 1973.
17. Ефремов В.В., Родионов А.А. Сопоставление поведения внутреннего трения и площади доменных границ монокристаллического кремнистого железа // *Известия вузов. Физика*. 1978. № 10.
18. Родионов А.А. Осцилляционный вклад в дислокационное затухание ферромагнетиков // *Известия вузов. Физика*. 1975. № 9.
19. Родионов А.А. Влияние магнитного поля на дислокационное затухание в ферромагнетиках. Курск, 1982.
20. Гордиенок Э.И., Родионов А.А., Помогайбо В.Д. Об изменении соотношения магнитной и немагнитной составляющих внутреннего трения ферромагнетиков // *Известия вузов. Физика*. 1978. № 2.