

Влияние размеров образца на скорость распространения магнитоупругих волн в аморфных металлических сплавах

© А.А. Гаврилюк, А.В. Гаврилюк, Н.П. Ковалева

Иркутский государственный педагогический университет,
664011 Иркутск, Россия

(Поступило в Редакцию 11 ноября 1997 г. В окончательной редакции 15 мая 1998 г.)

Исследуются зависимости скорости распространения магнитоупругих колебаний в аморфных металлических сплавах от размера образца вдоль направления распространения магнитоупругих колебаний и величины внешнего магнитного поля. Экспериментально наблюдаемые результаты не согласуются с выводами общепринятой для описания магнитоупругих свойств аморфных металлических сплавов модели однородного вращения намагниченности. Показано, что для адекватного описания наблюдаемых результатов необходимо учитывать изменения структуры доменных границ (блех-неелевский переход) в лентах их аморфных металлических сплавов в результате действия внешнего магнитного поля.

В настоящее время широкое внимание уделяется исследованию магнитных свойств аморфных металлических сплавов на основе железа. Такие сплавы обладают низкой коэрцитивной силой и высоким значением константы магнитоstriction, благодаря чему находят применение в качестве чувствительных элементов различного рода звуковых и ультразвуковых преобразователей, линий задержки и т.д. Возможность использования аморфных металлических сплавов на основе железа в этом качестве обусловлена возникновением в них магнитоупругих колебаний под действием переменного магнитного поля. При этом особенности распространения магнитоупругих колебаний в аморфных металлических сплавах во многом определяются особенностями перестройки их доменной структуры. К сожалению, на сегодняшний день связь между процессами перестройки доменной структуры аморфных металлических сплавов и распространением в них звуковых колебаний изучена весьма неполно, что сдерживает практическое применение этих материалов.

Целью нашей работы являлось исследование зависимости скорости распространения магнитоупругих волн от величины размагничивающего фактора образца вдоль направления распространения магнитоупругих волн.

Рассмотрим ферромагнетик с положительной величиной константы магнитоstriction ($\lambda_s > 0$) в виде узкой полоски с осью легкого намагничивания (ОЛН), направленной перпендикулярно его длине. Доменная структура образца представляет собой противоположно намагниченные домены, разделенные 180° -ными границами (рис. 1). Такого рода доменная структура реализуется в аморфных металлических лентах при отжиге их в постоянном магнитном поле, вызывающем появление одноосной анизотропии. Постоянное магнитное поле H и переменные упругие напряжения σ , возбуждающие магнитоупругие колебания, действуют вдоль длины полоски, совпадающей с осью трудного намагничивания образца (ОТН). Действие этих факторов приводит к изменению ориентации намагниченности в доменах. Как

следует из модели однородного вращения намагниченности [1,2], выражение для величины угла поворота намагниченности в доменах α может быть найдено из условия минимума энергии доменной структуры W , в которую входят энергия одноосной анизотропии, энергии взаимодействия намагниченности с внешним магнитным полем H и упругими напряжениями σ и магнитоэлектрическая энергия, обусловленная появлением магнитных полей рассеяния от составляющей намагниченности перпендикулярной ОЛН образца,

$$W = K \sin^2 \alpha - M_s H \mu_0 \sin \alpha - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \alpha + \frac{1}{2} N M_s^2 \mu_0 \sin^2 \alpha, \quad (1)$$

где K — константа одноосной анизотропии, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, M_s — намагниченность насыщения, N — размагничивающий фактор в направлении длины образца.

Из условия $dW/d\alpha = 0$ выражение для угла поворота намагниченности может быть записано в виде

$$\alpha = \arcsin (M_s \mu_0 H / (2K - 3\lambda_s \sigma + N M_s^2 \mu_0)). \quad (2)$$

Величину магнитоупругой деформации $\varepsilon_{m.e} = (3/2)\lambda_s \times \sin^2 \alpha$ можно записать как

$$\varepsilon_{m.e} = \frac{3}{2} \lambda_s \left[M_s^2 H^2 \mu_0^2 / (2K - 3\lambda_s \sigma + N M_s^2 \mu_0)^2 \right]. \quad (3)$$

Модуль упругости в магнитном поле E_H можно определить из соотношения

$$(1/E_H) = (1/E_0) + d\varepsilon_{m.e}/d\sigma, \quad (4)$$

где E_0 — значение модуля упругости в размагниченном состоянии.

Тогда выражение для E_H может быть записано в виде

$$E_H = E_0 \left\{ 1 - \left[9\lambda_s^2 M_s^2 H^2 \mu_0^2 E_0 / \left((2K - 3\lambda_s \sigma + N M_s^2 \mu_0)^3 + 9\lambda_s^2 M_s^2 H^2 \mu_0^2 E_0 \right) \right] \right\}. \quad (5)$$

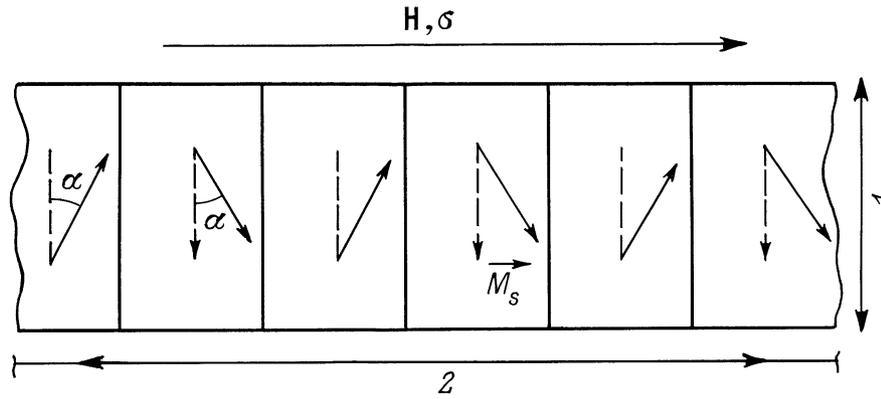


Рис. 1. Рассматриваемая конфигурация доменной структуры: 1 — ось легкого намагничивания образца, 2 — ось трудного намагничивания.

Из соотношений, определяющих зависимости частоты магнитоупругого резонанса f_r и скорости распространения магнитоупругих колебаний $V_{m.e}$ от величины модуля упругости

$$f_r = (1/2L) \cdot (E_H/\rho)^{1/2}, \quad (6)$$

$$V_{m.e} = 2L \cdot f_r, \quad (7)$$

где L — размер образца вдоль направления распространения магнитоупругих колебаний, ρ — плотность образца, получим следующее выражение для $V_{m.e}$:

$$V_{m.e} = \left\{ (E_0/\rho) \left[1 - \left(9\lambda_s^2 M_s^2 H^2 \mu_0^2 E_0 / \left((2K - 3\lambda_s \sigma + N M_s^2 \mu_0)^3 + 9\lambda_s^2 M_s^2 H^2 \mu_0^2 E_0 \right) \right) \right] \right\}^{1/2}. \quad (8)$$

Приближенное выражение для размагничивающего фактора N образца в направлении его длины может быть, согласно [3], представлено в виде

$$N = (1/L) / \left[(1/L) + (1/a) + (1/b) \right], \quad (9)$$

где a — ширина, b — толщина образца.

На рис. 2 приведена расчетная зависимость скорости распространения магнитоупругих колебаний от длины образца L . При проведении расчетов использовались следующие значения параметров образца, характерные для аморфных металлических сплавов на основе железа, внешнего магнитного поля и упругих напряжений: $M_s = 5 \cdot 10^5$ A/m, $K = 50$ J/m³, $\lambda_s = 3 \cdot 10^{-5}$, $\sigma = 10^6$ Pa, $H = 100$ A/m, $\rho = 5000$ kg/mm³, $E_0 = 1.4 \cdot 10^{11}$ Pa, $a = 0.002$ m, $b = 2.5 \cdot 10^{-5}$ m.

Как видно из полученной зависимости, с уменьшением длины образца должен происходить монотонный рост скорости распространения магнитоупругих колебаний. Расчеты также показывают, что с ростом магнитного поля, направленного вдоль оси трудного намагничивания, следует ожидать монотонного уменьшения зависимости $V_{m.e}(H)$.

С целью экспериментальной проверки проведенных расчетов была исследована зависимость скорости распространения магнитоупругих колебаний от размера

образца в направлении распространения магнитоупругих колебаний в аморфных металлических сплавах на основе железа.

В качестве объекта для исследования был выбран аморфный металлический сплав состава Fe_{81.5}B_{13.5}Si_{3.5}C₂, полученный методом быстрой закалки из расплава и отожженный при температуре 430° в постоянном магнитном поле 40 000 A/m в течение 20 min. Постоянное магнитное поле в процессе отжига было направлено перпендикулярно длине образца. Толщина образца составляла $2.5 \cdot 10^{-5}$ m, а его ширина — 0.002 m. Длина образца изменялась от 0.045 до 0.015 m через 0.005 m. Измерение скорости распространения магнитоупругих колебаний образца осуществлялось методом резонанса–антирезонанса [4], заключающемся в следующем. Отрезок ленты исследуемого образца помещается в катушку индуктивности, которая регистрирует изменения величины магнитного потока, связанные с воздействием на образец магнитных полей. Эта катушка с образцом помещается внутри катушки, создающей переменное магнитное поле,

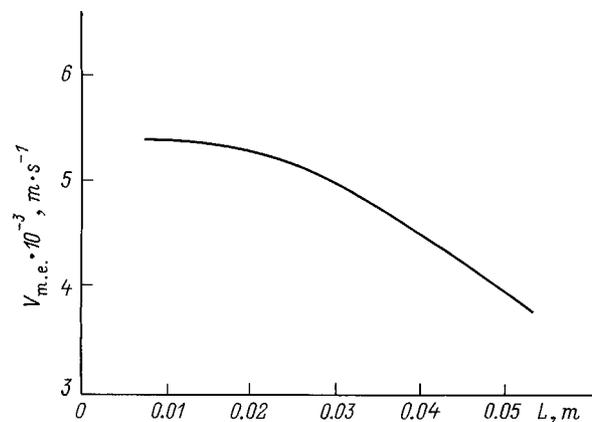


Рис. 2. Расчетная зависимость скорости распространения магнитоупругих волн $V_{m.e}$ от размера образца L в направлении распространения магнитоупругих колебаний.

индуцирующее магнитоупругие колебания в образце. Величина переменного магнитного поля не превышает 10 А/м. Система катушек располагается между кольцами Гельмгольца, создающими постоянное магнитное поле. Постоянное и переменное магнитные поля направлены вдоль оси трудного намагничивания образца. Измеряется комплексный импеданс регистрирующей катушки, максимальное значение которого соответствует частоте магнитоупругого резонанса f_r [5]. Из выражения $V_{m.e} = 2Lf_z$, используя экспериментально определенное значения частоты магнитоупругого резонанса, рассчитываем величину скорости магнитоупругих колебаний.

На рис. 3 приведены зависимости скорости распространения магнитоупругих колебаний $V_{m.e}$ от длины исследуемого образца L при различных значениях внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси трудного намагничивания образца. Анализ этих зависимостей показывает, что внешнее магнитное поле существенным образом влияет на их поведение. В малых магнитных полях ($H = 80-240$ А/м) на зависимости $V_{m.e}(L)$ имеется минимум, который с увеличением постоянного магнитного поля смещается в сторону меньших значений L . В достаточно сильных магнитных полях ($H = 320$ А/м) при всех значениях L наблюдалось уменьшение скорости распространения магнитоупругих колебаний. Таким образом, расчетные зависимости (рис. 2) удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами лишь в области слабых магнитных полей и малых величин L .

На рис. 4 приведены зависимости величины скорости распространения магнитоупругих колебаний $V_{m.e}$ от постоянного магнитного поля H при различных длинах исследуемых образцов L состава $Fe_{81.5}B_{13.5}Si_{3.5}C_2$. Видно, что зависимость $V_{m.e}(H)$ имеет минимум при всех значениях L . Расположение минимума на зависимости $V_{m.e}(H)$ определяется длиной исследуемого образца L . Чем меньше значение L , тем в больших магнитных полях наблюдается минимум зависимости $V_{m.e}(H)$.

Модель однородного вращения намагниченности [1,2] не дает объяснения появлению минимумов на зависимостях $V_{m.e}(L)$ и $V_{m.e}(H)$. В качестве объяснения экспериментально полученным результатам может быть предложено следующее. В результате проведения отжига в магнитном поле в исследуемых образцах наводится одноосная анизотропия в их плоскости с ОЛН, направленной перпендикулярно длине полосок. Это приводит к созданию в них полосовой доменной структуры с противоположно намагниченными доменами, разделенными 180° -ными блоховскими доменными границами. При приложении переменного магнитного поля, направленного вдоль ОЛН узких полосок аморфных металлических сплавов толщиной несколько десятков микрон, в них наблюдаются колебания доменных границ около равновесного положения. Как было показано в работе [5], такое явление может быть объяснено на основе представлений о блох-неелевском переходе структуры доменных

границ и перераспределении магнитных полюсов на краях образца под действием магнитного поля. В результате блох-неелевского перехода структуры доменных границ равновесный период полосовой доменной структуры, соответствующий минимуму ее энергии, уменьшается, а плотность неелевских доменных границ $n(H)$ возрастает [6]. С учетом вклада в общую энергию доменной структуры энергии неелевских доменных границ выражение для скорости распространения магнитоупругих волн может быть представлено в виде

$$V_{m.e} = \left\{ (E_0/\rho) \left[1 - \left(9\lambda_s^2 (M_s H \mu_0 + 2n\gamma)^2 E_0 / \left((2K - 3\lambda_s \sigma + NM_s^2 \mu_0 + 2n\gamma)^3 + (9\lambda_s M_s H \mu_0 + 2n\gamma)^2 E_0 \right) \right) \right] \right\}^{1/2}, \quad (10)$$

где γ — плотность энергии неелевских доменных границ.

В магнитных полях, больших поля блох-неелевского перехода структуры доменных границ, в результате возрастания плотности неелевских доменных границ n происходит увеличение скорости распространения магнитоупругих колебаний. Таким образом, минимумы на зависимостях скорости распространения магнитоупругих колебаний должны наблюдаться вблизи поля блох-неелевского перехода структуры доменных границ. В работе [7] показано, что величина плотности энергии неелевских доменных границ в магнитомягких материалах толщиной несколько десятков микрон составляет $8-10$ Дж/м³, а величина плотности энергии блоховских доменных границ — $1-3$ Дж/м³. При таких значениях плотности энергии доменных границ поле блох-неелевского перехода не превышает половины величины эффективного поля анизотропии образца, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

На величину эффективного поля анизотропии и, следовательно, величину поля блох-неелевского перехода существенное влияние оказывает размагничивающий фактор образца в направлении приложения внешнего магнитного поля. Чем меньше размер образца L в направлении приложения магнитного поля, тем больше его размагничивающий фактор N . Рост размагничивающего фактора образца приводит к уменьшению угла поворота намагниченности при данном значении действующего магнитного поля и увеличению поля блох-неелевского перехода структуры доменных границ. При этом минимум на зависимости скорости распространения магнитоупругих колебаний также смещается в область больших магнитных полей.

В достаточно сильных магнитных полях, больших поля блох-неелевского перехода структуры доменных границ, минимум зависимости $V_{m.e}L$ должен смещаться в область малых значений L . Вероятно, поэтому на зависимости $V_{m.e}(L)$ в исследуемом интервале L в магнитном поле $H = 320$ А/м минимум обнаружен не был.

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

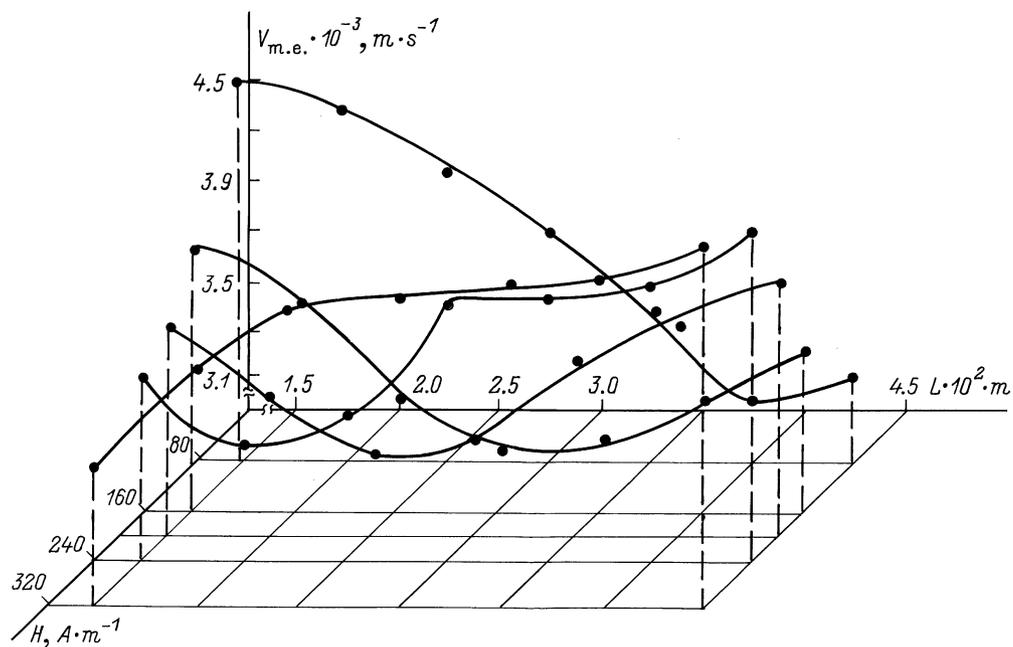


Рис. 3. Экспериментальные зависимости скорости распространения магнитоупругих колебаний $V_{m.e}$ от размера образца L в направлении распространения магнитоупругих волн при различных значениях постоянного магнитного поля H , направленного вдоль оси трудного намагничивания образца.

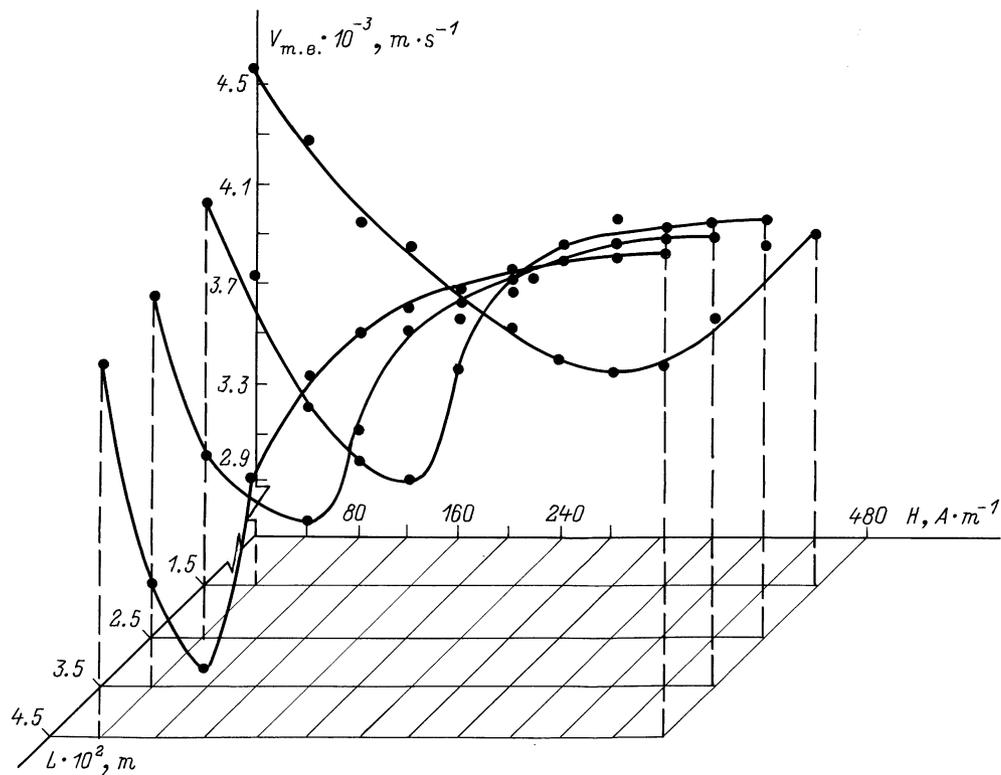


Рис. 4. Экспериментальная зависимость скорости распространения магнитоупругих колебаний $V_{m.e}$ от величины постоянного магнитного поля H , направленного вдоль оси трудного намагничивания образца при различных значениях его длины L .

1. Зависимости скорости распространения магнитоупругих колебаний в аморфных металлических сплавах на основе железа, обладающих периодической доменной структурой, не являются монотонными функциями длины образца и внешнего магнитного поля. Данные результаты не могут быть объяснены только лишь общепринятой для описания магнитоупругих свойств аморфных металлических сплавов модели однородного вращения намагниченности.

2. Расчетные и экспериментально полученные результаты удовлетворительно согласуются между собой в случае учета структуры доменных границ образца. Наличие минимума на зависимостях скорости распространения магнитоупругих колебаний от величины внешнего магнитного поля и длины образца может быть объяснено на основании представлений о блох-неелевском переходе структуры доменных границ.

3. Величина внешнего магнитного поля H существенным образом влияет на ход зависимости $V_{m,e}(L)$. С увеличением H наблюдается смещение минимума на зависимости $V_{m,e}(L)$ в область меньших значений L . Данный результат может быть объяснен тем, что с уменьшением длины образца возрастает эффективное поле анизотропии и, следовательно, увеличивается поле блох-неелевского перехода структуры доменных границ, соответствующее минимуму скорости распространения магнитоупругих колебаний.

Список литературы

- [1] *Livingston J.D.* // Phys. St. Sol. (a). 1982. Vol. 70. P. 591–596.
- [2] *Spano M.L., Hathaway K.B., Savage H.T.* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. P. 2667–2669.
- [3] *Ким П.Д.* Докт. дис. Красноярск, 1988. 246 с.
- [4] *O'Dell T.* // Phys. St. Sol. (a). 1982. Vol. 74. P. 565–572.
- [5] *Brouha M., van der Borst J.* // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50 (11). P. 7594–7596.
- [6] *Петров А.Л., Гаврилюк А.А., Зубрицкий С.М.* ФММ. 1995. Т. 80. № 6. С. 47–53.
- [7] *Middellhoek S.* // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. P. 1054–1062.