

Связь между кристаллическими структурами и сверхпроводимостью будет еще подробно изучена. Мы предполагаем, что фаза с более высокой температурой сверхпроводящего перехода связана с указанной выше II кристаллической модификацией.

Л и т е р а т у р а

- [1] Maeda H., Tanaka V., Fukutomi M., Asano T. - Jap. J. Appl. Phys., 1988, v. 27, part 2, N 2, p. L 209-L 210.
- [2] Hazen R.M., Prewitt C.T., Angel R.J., Ross N.L., Finger L.W., Hadidiacos C.G., Veblen D.R., Heaney P.J., Hor P.H., Meng R.L., Sun V.V., Wang Y.Q., Xue Y.Y., Huang Z.J., Gool, Bechtold J., Chu C.W. - Phys. Rev. Lett. 1988, v. 60, N 12, p. 1174-1177.
- [3] Yang B.C., Li H.-C., Xi X.X., Dietrich M., Linker G., Geerk J.-Z. - Phys. B. Condens Mater., 1988, v. 70, N 3, p. 275-277.
- [4] Мержанов А.Г., Боровинская И.П. - ДАН СССР, 1972, т. 204, № 2, с. 366-369.

Институт структурной
макротехники
АН СССР

Поступило в Редакцию
16 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 19

12 октября 1988 г.

ПОДАВЛЕНИЕ СТАТИЧЕСКИХ КОЭРЦИТИВНЫХ ПОТЕРЬ НЕОДНОРОДНЫМ ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А.Н. Григоренко, С.А. Мишин,
Е.Г. Рудашевский

Динамике доменных стенок (ДС) в реальных ферромагнитных кристаллах с дефектами посвящено много теоретических и экспериментальных работ [1-4]. Однако в большинстве работ пренебрегалось влиянием неоднородного поля, стабилизирующего положение ДС в образце, в отсутствие которого приложение к ферромагнетику магнитного поля, большего поля коэрцитивности, приводило бы к полному исчезновению доменной структуры, т.к. доменные стенки беспрепятственно покидали бы объем образца. Причина заключалась в том, что эффективное поле, стабилизирующее ДС в ферромагнетике, определяется характером возникающей доменной структуры и мало изменяется при изменении внешних однородных магнитных полей.

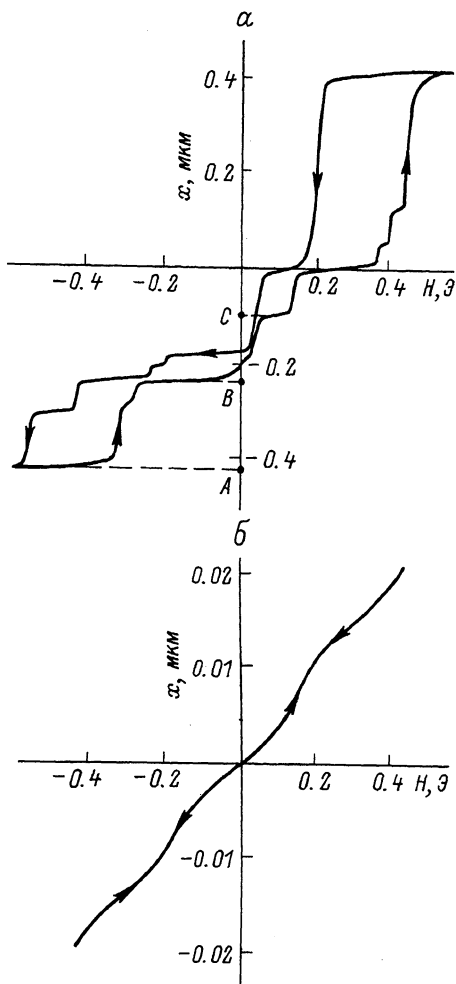


Рис. 1. Частные петли гистерезиса локального участка изолированной доменной стенки при различных величинах градиента внешнего неоднородного магнитного поля: а - величина градиента 10 кЭ/см , б - величина градиента 230 кЭ/см .

Благодаря разработанной магнитооптической установке с квадрупольной магнитной системой, нам удалось впервые исследовать влияние неоднородного магнитного поля, стабилизирующего ДС, в широком интервале величин градиента этого поля от 10^4 Э/см до $23 \cdot 10^5 \text{ Э/см}$ с точностью регистрации однократных перемещений участка ДС длиной 10 мкм на расстояния до 10 \AA (см. [5, 6]). Исследовались тонкие феррит-гранатовые пленки, являющиеся весьма

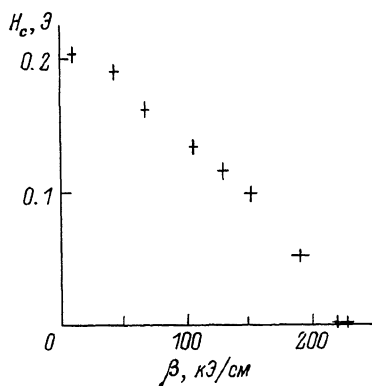


Рис. 2. Зависимость поля коэрцитивности доменной стенки от величины градиента внешнего неоднородного магнитного поля.

совершенными ферромагнитными кристаллами с плотностью макродефектов $\lesssim 10$ 1/см². Данные в статье приведены для пленки состава $(LuBi)_3(FeGa)_{50}O_{12}$ с характеристиками $4\pi M = 80$ Гс, $H_A = 1800$ Э, толщина $h = 30$ мкм, период равновесной доменной структуры 50 мкм.

При малых градиентах неоднородного поля изолированная доменная структура (ДС), стабилизированная этим полем, проявляет гистерезисное поведение и ее положение в образце не определяется однозначно величиной приложенного однородного поля. На рис. 1,а изображена частная петля гистерезиса изолированной ДС, возникающая при циклическом намагничивании образца при величине градиента $\beta = 10^4$ Э/см. Полочки А, В, С — соответствуют стопорению ДС микродефектами, ответственными за коэрцитивные явления в исследованных материалах. При увеличении градиента неоднородного поля область метастабильных положений ДС уменьшается, а при критическом значении градиента $\beta = 2.2 \cdot 10^5$ Э/см происходит исчезновение метастабильных положений ДС в образце. На рис. 1,б изображено движение ДС при приложении внешнего однородного поля при градиенте $\beta = 2.3 \cdot 10^5$ Э/см. Движение обратимо, т.е. каждому значению внешнего однородного поля соответствует только одно равновесное положение ДС. Произошло подавление петли гистерезиса и коэрцитивности изолированной ДС внешним неоднородным полем. На рис. 2 изображена зависимость коэрцитивной силы изолированной ДС, измеряемой обычным методом экстраполяции линейного участка отклика на приложенное однородное поле, от величины градиента внешнего неоднородного магнитного поля.

Полученный результат можно интерпретировать в рамках простой одномерной модели. Положения равновесия в реальном кристалле определяются как взаимодействием ДС с различного рода дефектами материала, так и неоднородным полем, в котором находится ДС. Таким образом, положения равновесия ДС будут соответствовать минимумам энергии $\mathcal{E}(x)$ ДС как функции положения ее в образце

$$\mathcal{E}(x) = U(x) + \beta Mx^2 - 2Mhx = \min, \quad (1)$$

где $U(x)$ — энергия взаимодействия ДС с дефектами, β — величина градиента неоднородного поля, H — внешнее однородное поле,

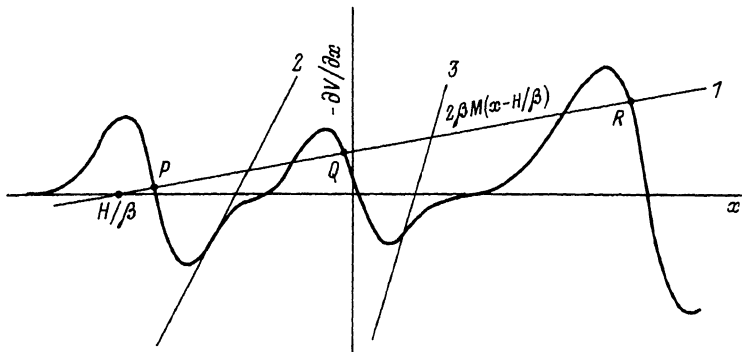


Рис. 3. Графическое решение уравнения, определяющего положения равновесия доменной стенки в образце при различных значениях градиента внешнего поля : 1 - $\beta < \beta_c$, 2 - $\beta = \beta_c$, 3 - $\beta > \beta_c$; $\beta_c = \frac{1}{2M} \left. \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right|_{max}$.

x - координата ДС. При $\beta \rightarrow 0$ требование $\varepsilon(x) = min$ приводит к известному выражению для поля коэрцитивности [7]

$$H_c = \frac{1}{2M} \left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{max}$$

При $\beta \neq 0$ уравнение (1) удобно решать графически. На рис. 3 представлены возможные случаи решений (1) в зависимости от величины градиента β . При малых $\beta < \frac{1}{2M} \left. \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right|_{max}$ (см. 1, рис. 3)

имеется много метастабильных положений равновесия ДС P, Q, R . Поэтому движение ДС сопровождается скачками Баркгаузена (см. рис. 1,а) и гистерезисными явлениями. При величине градиента,

большой или равной критического значения $\beta_c = \frac{1}{2M} \left. \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right|_{max}$ (см.

прямые 2, 3, рис. 3), положение ДС в образце становится однозначным, не зависит от предистории и определяется внешним магнитным полем. Происходит подавление петли гистерезиса и статических гистерезисных потерь (рис. 1,б).

Л и т е р а т у р а

- [1] D ö r r i n g - Zs. Naturforsch., 1948, v. 3a, p. 373-380.

- [2] Жапак Т.Ф. - Phys. Rev. A., 1964, v. 134, p. 441-460.
- [3] Боровик А.Е., Кулешов В.С., Стржеменчый М.А. - ЖЭТФ, 1975, т. 68, № 6, с. 2236.
- [4] Дедух Л.М., Инденбом М.В., Никитенко В.Н. - ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 1, с. 380-396.
- [5] Григоренко А.Н., Домнин П.В., Мишин С.А., Рудашевский Е.Г. - ПТЭ, 1987, № 3, с. 175-176.
- [6] Григоренко А.Н., Мишин С.А., Рудашевский Е.Г. - ПТЭ, 1988, № 1, с. 163-165.
- [7] Кондорский Е.И. - ЖЭТФ, 1940, т. 10, № 4, с. 420-440.

Поступило в Редакцию
24 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 19 12 октября 1988 г.

АНАЛОГ ЛАЗЕРА УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В РАДИОДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

М.Н. Нерсисян, П.С. Погосян

В работе сообщается о получении когерентных ультракоротких импульсов миллиметрового диапазона длин волн при помощи черенковского механизма взаимодействия лазерного излучения с нелинейной средой [1, 2].

В качестве накачки был применен пикосекундный лазер на стекле с неодимом. Излучение лазера представляло собой пучок импульсов с общей длительностью ~ 500 нс, энергией ~ 20 мДж, интервалом между импульсами ~ 7 нс. Диаметр пучка равнялся 0.8 мм. Средняя по пучку длительность импульсов измерялась методом ГВГ и составляла ~ 20 пс. Черенковское излучение возбуждалось в пластине из кристалла ниобата лития. Поляризация падающего излучения и оптическая ось кристалла лежала в плоскости параллельной поверхностям пластины, т.е. смещение частот накачки происходило за счет наибольшей компоненты тензора нелинейной восприимчивости кристалла.

Следует заметить, что полное внутреннее отражение черенковского излучения от поверхности пластины и значительные диэлектрические потери в кристаллах ниобата лития ($1-2 \text{ см}^{-1}$, см., например, [3]) создают большие трудности для эффективного вывода излучения из кристалла. Учитывая эти обстоятельства, оптическая толщина кристалла делалась порядка длины волны излучения, т.е. пластина представляла собой антенну поверхностных волн. Регистрация излучения проводилась рупорными антеннами в диапазоне длин волн от 2 мм до 30 мм. Используя детекторные головки с диодами Д406, Д407,