

Авторы признательны И.А.Меркулову за полезные обсуждения, В.А.Суховееву за помощь в проведении эксперимента, Б.С.Явичу и О.М.Федоровой за предоставление кристаллов.

Работа частично финансировалась Фондом фундаментальных исследований России (проект № 93-02-2611), Фондом Дж.Сороса (проект NJKK100) и Министерством науки России (программа «Физика твердотельных наноструктур», проект № 1-002).

Список литературы

- [1] Оптическая ориентация / Под ред. Б.П.Захарчени и Ф.Майера. Л. (1989). 408 с. Гл. 2, 5, 9.
- [2] Калевич В.К., Коренев В.Л., Федорова О.М. Письма в ЖЭТФ **52**, 6, 964 (1990).
- [3] Flinn G.P., Harley R.T., Snelling M.J., Tropper A.C., Kerr T.M. J. Lumin. **45**, 218 (1990).
- [4] Калевич В.К., Кульков В.Д., Флейшер В.Г. ФТТ **22**, 4, 1208 (1980); **23**, 5, 1524 (1981).
- [5] Меркулов И.А., Ткачук М.Н. Изв. АН СССР. Сер. физ. **46**, 3, 502 (1982).
- [6] Дьяконов М.И., Перель В.И. ЖЭТФ **68**, 4, 1514 (1975).
- [7] Кузьмин И.А., Машевский А.Г., Строганов Д.Р., Федорова О.М., Явич Б.С. ФТП **23**, 8, 1420 (1989).
- [8] Калевич В.К., Захарченя Б.П., Федорова О.М. ФТТ **37**, 1, 283 (1995).
- [9] Jasperson S.N., Schnatterly S.E. Rev. Sci. Instr. **40**, 6, 761 (1969).
- [10] Кульков В.Д., Калевич В.К. ПТЭ, 5, 196 (1980).
- [11] Ивченко Е.Л., Киселев А.А. ФТП **26**, 8, 1471 (1992).
- [12] Snelling M.J., Flinn G.P., Plaut A.S., Harley R.T., Tropper A.C., Eccleston R., Phillips C.C. Phys. Rev. **B44**, 20, 11345 (1991).
- [13] Hannak R.M., Oestreich M., Heberle A.P., Ruhle W.W., Kohler K. Solid State Commun. **93**, 4, 313 (1995).

УДК 538.22+538.561

© Физика твердого тела, том 37, № 11, 1995
Solid State Physics, vol. 37, N 11, 1995

НЕЛИНЕЙНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО УЛЬТРАЗВУКА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ В ОБЛАСТИ НАСЫЩЕНИЯ

В.Д.Бучельников, Ю.А.Никишин

Челябинский государственный университет,
454136, Челябинск, Россия
(Поступило в Редакцию 17 апреля 1995 г.)

Теоретически исследована нелинейная генерация продольного ультразвука в ферромагнетиках в полях, больших поля насыщения, когда генерация ультразвука за счет магнитоупругого (МУ) механизма на основной частоте неэффективна. Впервые показано, что по сравнению с линейной генерацией нелинейная генерация продольного ультразвука в такой ситуации за счет МУ механизма более эффективна, чем за счет индукционного механизма.

При падении электромагнитной волны на поверхность проводящего ферромагнетика в нем возбуждаются ультразвуковые колебания. Электромагнитно-акустическое преобразование (ЭМАП) на основной частоте происходит в широком интервале температур и внешнего магнитного поля. Особенно велика эффективность ЭМАП в области точ-

ки Кюри и при спиновой переориентации [1]. В случае, когда внешнее магнитное поле H больше поля насыщения ($H > 4\pi M$, M — намагниченность) и температура меньше температуры Кюри, магнитоупругий (МУ) механизм трансформации продольного ультразвука (УЗ) на основной частоте становится менее эффективным по сравнению с индукционным [1]. Представляет интерес вопрос о сравнении в такой ситуации эффективностей генерации продольного УЗ на удвоенной частоте за счет указанных механизмов, так как нелинейность магнитной подсистемы и МУ связи может привести к более эффективной генерации УЗ за счет МУ механизма по сравнению с индукционным. Данная работа посвящена исследованию нелинейного возбуждения продольного УЗ в ферромагнитных металлах при магнитном поле, большем поля насыщения.

Пусть на поверхность полубесконечного ($z > 0$) гексагонального ферромагнетика падает по нормали к поверхности электромагнитная волна $h_x = h_0 \exp(-i\omega t)$. При решении задачи исходим из связанной системы уравнений упругости, Максвелла, Ландау–Лифшица, а также граничных условий для электромагнитного поля, намагниченности и тензора напряжений. Эта система и необходимое выражение для плотности свободной энергии магнетика приведены в [1]. Систему уравнений решаем методом последовательных приближений, когда считается, что амплитуда второй гармоники мала по сравнению с амплитудой основной волны. Рассмотрим основное состояние ферромагнетика, в котором равновесные компоненты намагниченности определяются как $M_{0z} = M_0$, $M_{0x} = M_{0y} = 0$. При пренебрежении временной и пространственной дисперсией тензора магнитной восприимчивости $\hat{\chi}$, что имеет место вдали от резонансных частот [1], уравнение, описывающее распространение продольной ультразвуковой волны в металле, запишется как

$$\ddot{u}_{2z} = S_1^2 \frac{\partial^2 u_{2z}}{\partial z^2} - \frac{1}{2} \left(\gamma \chi^2 + \frac{\mu}{4\pi} \right) h_{1x} \frac{\partial h_{1x}}{\partial z}, \quad (1)$$

где $S_1^2 = C_{33}/\rho$ — скорость УЗ (C_{33} — модуль упругости, ρ — плотность ферромагнетика), $\gamma = \gamma_{33} - \gamma_{31}$ — МУ постоянные, $\mu = 1 + 4\pi\chi$ — магнитная проницаемость, $\chi = \chi_{xx} = \chi_{yy} = gM_0/\omega_{s0}$, g — гиромагнитное отношение,

$$\omega_{s0} = \frac{g}{M_0} \left[\frac{1}{2} K_1 + HM - 2(\gamma_{13} - \gamma_{12}) M_0^2 (u_{xx}^0 + u_{yy}^0) - \right. \\ \left. - 2\gamma M_0^2 u_{zz}^0 + 2(\gamma_{11} - \gamma_{12}) M_0^2 u_{xx}^0 \right]$$

— частота однородной прецессии намагниченности, u_{ij}^0 — тензор равновесных деформаций в рассматриваемом основном состоянии, K — константа одноосной анизотропии. Первая гармоника электромагнитной волны h_{1x} , входящая в (1), определяется из уравнений Максвелла и граничных условий на электромагнитное поле путем решения электродинамической задачи. Последнюю можно решать без учета упругой подсистемы в случае, когда параметр МУ связи ζ мал

($\zeta = \gamma^2 M^2 \chi^2 / \rho S_i^2 \ll 1$). В приближении $\sigma \gg 4\pi\omega$ первая гармоника электромагнитной волны имеет вид

$$h_{1x} = 2h_0 \exp(iqz), \quad (2)$$

где $q = (1+i)/\delta$, $\delta = c/(4\pi\sigma\omega\mu)^{1/2}$ — толщина скин-слоя в ферромагнетике. Решение (1) для второй гармоники продольной ультразвуковой волны с учетом выражения (2) и граничных условий для тензора напряжений может быть записано как

$$|u_{2z}| = \frac{h_0^2 [3\gamma\chi^2 + \mu/8\pi]}{4\pi\rho S_i\omega}. \quad (3)$$

Отсюда следует, что МУ механизм нелинейного возбуждения продольного УЗ будет преобладать над индукционным в том случае, когда $24\pi\gamma\chi^2 > \mu$. Это условие выполняется в ферромагнетиках с большим значением МУ постоянной γ . При линейной генерации УЗ условие преобладания МУ механизма над индукционным выглядит как $4\pi\gamma\chi^2 > \mu(\lambda/\delta)^2$. Поскольку в экспериментах $^{[2]}$ обычно выполняется приближение малости толщины скин-слоя δ по сравнению с длиной ультразвуковой волны λ , то в линейном случае условие преобладания МУ механизма над индукционным более жестко, чем в нелинейном. Это обусловлено тем, что в линейном случае объемные и поверхностные МУ силы компенсируют друг друга в нулевом приближении по малому параметру δ/λ $^{[1,3]}$. В нелинейном же случае, как это следует из (3), указанной компенсации не происходит, что и приводит к более эффективной нелинейной генерации УЗ за счет МУ механизма по сравнению с индукционным. Сравнение (3) с аналогичной формулой в $^{[3]}$ для нелинейного индукционного механизма возбуждения продольного УЗ в нормальных металлах показывает, что в ферромагнитных металлах индукционный механизм усиливается в μ раз. Для типичных ферромагнетиков величина МУ постоянной $\gamma \sim 10^2$. В таком случае МУ механизм будет преобладать над индукционным, если $\chi > 10^{-2}$. В редкоземельных металлах, где $\gamma \sim 10^3$, это условие будет выполняться при $\chi > 10^{-3}$.

Таким образом, в отличие от линейной генерации УЗ $^{[1]}$ МУ механизм возбуждения второй гармоники продольного УЗ в ферромагнетике может преобладать над индукционным и в полях, больших поля насыщения, где восприимчивость ферромагнетика необязательно должна быть большой, как это имеет место при линейной генерации УЗ в области фазовых переходов и в малых полях.

Список литературы

- [1] Бучельников В.Д., Васильев А.Н. УФН 162, 3, 89 (1992).
- [2] Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П. УФН 141, 3, 431 (1983).
- [3] Васильев А.Н., Гулянский В.П., Каганов М.И. ЖЭТФ 91, 1(7), 202 (1986).