

- [12] Okazaki N., Hasegawa T., Kishio K. et al. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 7. P. 4296—4301.  
[13] Gao Y., Crow J. E., Myer G. H. et al. // Physica C. 1990. V. 165. N 3&4. P. 340—346.  
[14] Yu M. K., Franck J. P., Gygax S. // Physica B. 1990. V. 165&166. Pt II. P. 1339—1340.

Донецкий  
физико-технический институт  
АН Украины

Поступило в Редакцию  
7 августа 1991 г.

УДК 539.143.43

© Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992  
Solid State Physics, vol. 34, N 3, 1992

## СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ Tb—Fe ПРИ 200—400 К

*А. Н. Погорельий, Д. И. Подъяловский*

Хорошо известно, что аморфные пленки Tb—Fe упорядочиваются по ферритмагнитному типу, когда магнитные моменты ионов железа и тербия образуют подрешетки с антипараллельными направлениями результирующих намагниченностей. Такие пленки в области концентраций Tb от 10 до 30 ат.% обладают температурной точкой компенсации и небольшим значением намагниченности в области комнатных температур, что важно для ряда практических применений. Обменные взаимодействия в подобных системах носят довольно сложный характер ввиду того, что если магнитные моменты  $3d$ -оболочек атомов железа могут осуществлять прямой обмен, то орбитальные моменты глубоколежащих  $4f$ -оболочек тербия — косвенный с участием электронов проводимости. При этом поляризация электронов проводимости благодаря сильному взаимодействию в подрешетке железа может существенно влиять и на величину обменного взаимодействия в подрешетке тербия. Об этом свидетельствует резкое повышение температуры Кюри соединений Tb—Fe по сравнению со значением для чистого тербия. Объяснение антиферромагнитного взаимодействия между этими двумя подрешетками также представляет определенную трудность.

В ряде работ [1,2], где исследовался ЯМР на ядрах тербия в соединениях  $Tb_xR_{1-x}Fe_2$ , показано, что при замещении в редкоземельной подрешетке атомов тербия другими РЗМ (Dy, Tm, Gd, Y, La) значения локальных полей на ядрах  $Tb^{159}$  практически не изменяются. Как считают авторы, в локальное поле на ядре тербия определенный вклад вносят электроны проводимости, поляризованные обменными взаимодействиями преимущественно за счет подрешетки железа, и поэтому магнитные свойства соединений типа Tb—Fe в основном определяются железом.

Аналогичный вывод можно сделать из рассмотрения магнитных свойств как псевдобинарных соединений редкоземельных и переходных металлов  $R_1R_2Fe$ , так и изобинарных систем  $RFe$  [3].

Для выяснения характера обменного взаимодействия в пленках сплавов редкоземельных и переходных металлов и была поставлена данная работа, где с помощью спин-волнового резонанса впервые определено эффективное значение константы обменного взаимодействия для аморфной пленки Tb—Fe вблизи точки компенсации.

Аморфные пленки Tb—Fe осаждались на ненагретую подложку из стекла методом распыления мишени сплава Tb—Fe ионами аргона. Химический состав пленок определялся методом рентгеноспектрального анализа и электронной спектроскопии; концентрация Tb составляла  $26 \pm 5$  ат.%. По данным электро-

нографии пленки были аморфными. Толщина измерялась на профилометре типа DEKТАК 11 и составляла  $4530 \pm \pm 20 \text{ \AA}$ .

Измерения проводились на стандартном модуляционном радиоспектрометре с рабочей частотой 8.9 ГГц при параллельной и перпендикулярной ориентации плоскости образца относительно внешнего магнитного поля в температурном диапазоне 200—400 К. Типичный спектр в случае перпендикулярной ориентации представлен на рис. 1, где, как мы полагаем, линии резонансного поглощения расположились так: три неоднородные нечетные моды колебаний намагниченности с номерами 5, 3, 1 и однородная мода, соответствующая однородной прецессии. Для последней наблюдается плавный переход линий резонансного поглощения от перпендикулярной к параллельной ориентации плоскости образца относительно направления внешнего поля, в то время как для неоднородных мод существует критический ориентационный угол, ниже значения которого резонансные кривые не регистрируются. Расположение резонансных полей неоднородных мод хорошо соответствует квадратичной зависимости от номера моды, что позволяет отнести наблюдаемый спектр к возбуждаемым в образце стоячим спиновым волнам.

Результаты измерений зависимости СВР от температуры приведены на рис. 2. Возрастающая с температурой разность резонансных полей между неоднородными модами подтверждает правильность предположения о возбуждении стоячих спиновых волн в образце. Значения резонансных полей определялись с точностью до 15 Гс. Из рис. 2 можно легко найти величину константы обменного взаимодействия  $A$  по известной [4] формуле

$$H_i - H_j = \frac{2A}{M} \left(\frac{\pi}{d}\right)^2 (n_j^2 - n_i^2), \quad (1)$$

где  $H_{i,j}$  — резонансные поля неоднородных мод СВР,  $n$  — номер моды,  $M$  — намагниченность,  $d$  — толщина пленки.

Значение намагниченности для расчетов по формуле (1) было получено из решения системы уравнений для резонансных частот однородной прецессии в

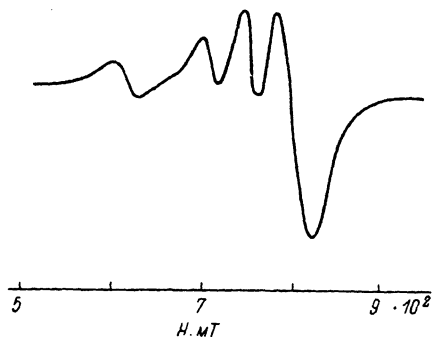


Рис. 1. Типичный спектр спин-волнового резонанса для пленки Tb<sub>26</sub>—Fe<sub>74</sub>.

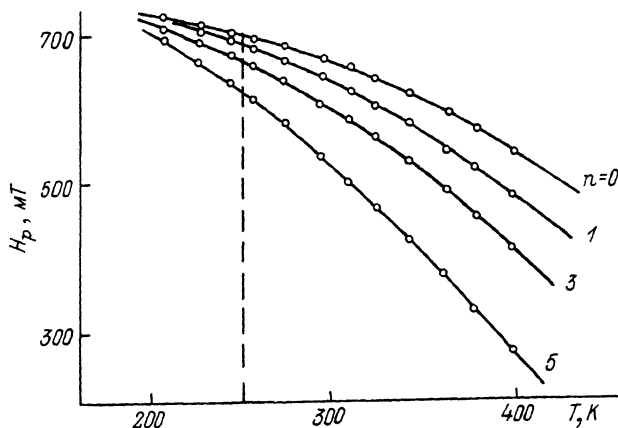


Рис. 2. Зависимости резонансных полей однородной ( $n=0$ ) и неоднородных мод от температуры при перпендикулярной ориентации образца во внешнем магнитном поле.

случае параллельной  $H_{\perp}$  и перпендикулярной  $H_{\parallel}$  ориентации плоскости пленки во внешнем поле

$$\omega_0 = \gamma (H_{\perp} - 4\pi M_{\text{eff}}), \quad \omega_0 = \gamma [H_{\parallel} (H_{\parallel} + 4\pi M_{\text{eff}})]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\omega_0$  — круговая частота,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение.

Введение эффективного значения намагниченности  $M_{\text{eff}}$  связано с затруднениями в определении точного значения размагничивающего фактора в направлении, перпендикулярном плоскости пленки. Результаты магнитооптических измерений показали отсутствие перпендикулярной магнитной анизотропии.

В систему уравнений (2) подставлялись измеренные экспериментально значения  $H_{\perp}$  и  $H_{\parallel}$  в температурном интервале 250—400 К для случаев перпендикулярной и параллельной ориентации плоскости образца во внешнем поле. Полученные результаты по  $M_{\text{eff}}$  представлены на рис. 3.

Далее, подставляя в (1) значения  $M_{\text{eff}}$  и данные из температурной зависимости резонансных полей на рис. 2 для каждой определенной температуры, можно определить значения  $A_{\text{eff}}$  для соответствующей температуры. Полученная таким образом зависимость представлена на рис. 3.

Оказалось, что величина  $A_{\text{eff}}$  практически совпадает со значением константы

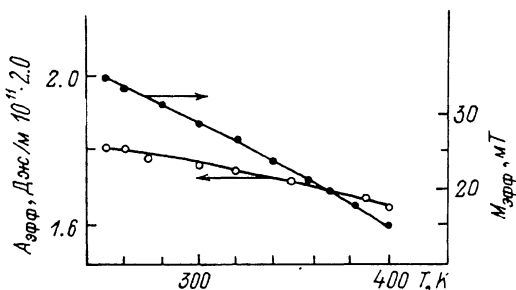


Рис. 3. Зависимости намагниченности  $M_{\text{eff}}$  и константы обменного взаимодействия  $A_{\text{eff}}$  от температуры.

неоднородного обмена для чистого железа [5]. Из сравнения температурных зависимостей  $M_{\text{eff}}$  и  $A_{\text{eff}}$  (рис. 3) можно сделать вывод о доминирующем вкладе подрешетки железа в магнитные свойства системы Tb—Fe вблизи компенсационного состава.

#### Список литературы

- [1] Левковский А. П., Погорелый А. Н., Шевченко В. И. // УФЖ. 1990. Т. 35. № 3. С. 455—459.
- [2] Shevchenko V. I., Pogorelyi A. N., Levkovski A. P. // Hyperfine Interactions. 1990. V. 59. P. 297—300.
- [3] Белов К. П. Редкоземельные магнетики и их применение. М.: Наука, 1980.
- [4] Суху Р. Магнитные тонкие пленки. М.: Мир, 1967.
- [5] Wohlfarth E. P. // Ferromagnetic Materials (North Holland, Amsterdam). 1980. V. 1. P. 3—65.

Институт металлофизики  
АН Украины  
Киев

Поступило в Редакцию  
26 августа 1991 г.