

на ловушку $\tau^{-1} = 4\pi D r_0 (C_b^0 - C_H^0)$. В случае $\Delta C \sim 10^{17}$ см⁻³ $\tau = 100$ нс. Т. е. при случайной относительно дивакансий генерации $F-H$ -пар подавление спада концентрации F -центров вследствие действия рассматриваемого механизма проявляется при временах, близких к наблюдаемым в эксперименте.

Таким образом, экспериментальные результаты и теоретические оценки подтверждают возможность стабилизации $F-H$ -пар в ЩГК за счет захвата подвижных H -центров на ловушках вакансионного типа. Эффективность механизма растет по мере увеличения концентрации дивакансий, и, как следует из модели накопления центров окраски [13], его вклад весьма существен не только на первой стадии окрашивания, но и на поздних стадиях, когда из-за рекомбинации центров окраски число дивакансий непрерывно повышается.

Список литературы

- [1] Clark C. D., Crawford J. H. // Adv. Phys. 1973. V. 22. N 2. P. 117–206.
- [2] Гектин А. В., Ширан Н. В. // УФЖ. 1985. Т. 30. № 5. С. 775–779.
- [3] Delbecq C. J., Hutchinson E., Schoemaker D., Yasaitis E. L., Yuster P. H. // Phys. Rev. 1969. V. 187. N 3. P. 1103–1119.
- [4] Hayes W., Nichols G. M. // Phys. Rev. 1960. V. 117. N 4. P. 993–998.
- [5] Алукер Э. Д., Гаврилов В. В., Дейч Р. Г., Чернов С. А. Быстро протекающие процессы в щелочно-галоидных кристаллах. Рига: Зиннатне, 1987. 184 с.
- [6] Гектин А. В., Ширан Н. В. // ФТГ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1507–1509..
- [7] Catlow C. R. A., Diller K. M., Hobbs L. W. // Phil. Mag. 1980. V. A 42. N 2. P. 123–150.
- [8] Norgett M. J. // Harwell report AERE-7650. 1974. 49 р.
- [9] Бараксин А. Н., Колмогоров Ю. Н. // Деп. в ВИНИТИ. 1985. № 1878-85.
- [10] Яковлев В. Ю. // ФТГ. 1981. Т. 23. № 4. С. 1214–1216.
- [11] Waite T. R. // Phys. Rev. 1957. V. 107. N 2. P. 463–470.
- [12] Гаврилов В. В., Дейч Р. Г., Дяченко С. В., Нагли Л. Е., Пирогов Ф. В. // ФТГ. 1987. Т. 29. № 6. С. 1904–1906.
- [13] Гектин А. В., Серебрянский В. Я., Ширан Н. В. // УФЖ. 1988. Т. 33. № 4. С. 590–592.

НПО «Монокристаллреактив»
Харьков

Поступило в Редакцию
25 ноября 1988 г.
В окончательной редакции
5 июня 1989 г.

УДК 538.975

Физика твердого тела, том 31, № 11, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 11, 1989

СУПЕРПАРАМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК Pd—Fe

P. M. Мирзабабаев

Считается, что пленки, изготовленные из упорядоченных магнитных материалов, например железа, в которых обменное взаимодействие происходит между ближайшими в решетке соседями, переходят из трехмерного магнитного состояния в двумерное, если их толщина не больше нескольких десятков ангстрем [1]. Сплавы на основе металлов с обменным усилением, к которым относится Pd—Fe, обладают своеобразными магнитными свойствами. Поэтому подход к ним, основанный на привычных представлениях об упорядоченных магнетиках, иногда оказывается несостоятельным. В настоящей работе с помощью эффекта Мессбауэра показано, что пленки Pd—Fe теряют свойства, присущие массивным магнитным материалам, при значительно больших толщинах.

Пленки Pd—Fe были изготовлены методом катодного распыления из сплава, содержащего 14.4 ат. % Fe.¹ Особенностью данного метода явля-

¹ Эксперимент проводился в университете им. Джонса Гопкинса. г. Балтимор, США.

ется то, что напыляемая пленка имеет тот же состав, что и исходный сплав. Обогащение железа по изотопу Fe⁵⁷ составляло 92 %. Пленки напылялись на подложку из сирикса. Толщина пленок контролировалась в процессе напыления с помощью кварцевого осциллятора. Более точно она измерялась затем методом рентгеновского флуоресцентного анализа. Для определения состава и выявления возможных примесей исходный сплав, а также одна из пленок подвергались послойному оже-анализу путем бомбардировки атомами аргона с энергией 5 кэВ. Мессбауэровские измерения проводились в двух пленках толщиной 120 ± 10 и 350 ± 10 Å. Массивный образец Pd—Fe представлял собой фольгу, прокатанную до толщины 10 мкм.

На рис. 1 приводятся мессбауэровские спектры массивного образца Pd—Fe. Каждый спектр состоит из одной компоненты сверхтонкого маг-

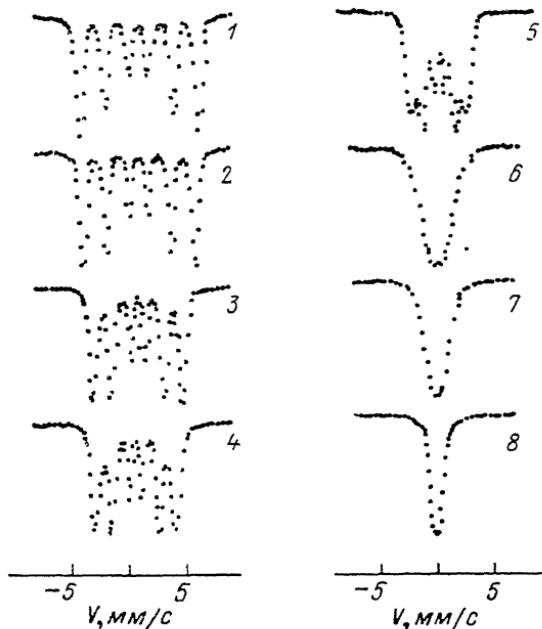


Рис. 1. Мессбауэровские спектры массивного образца Pd—Fe, содержащего 14.4 ат.-% Fe.

1 — 4.2, 2 — 100, 3 — 220, 4 — 231, 5 — 297, 6 — 310, 7 — 311, 8 — 317 К.

нитного поля. Поля на ядрах уменьшаются с температурой в соответствии с законом $T^{3/2}$ и обращаются в нуль при температуре $T_c(\infty) = 313$ К [2]. На рис. 2 представлены мессбауэровские спектры пленки Pd—Fe толщиной 350 Å. Эти спектры имеют релаксационный характер. В отличие от массивного образца переход от зеемановских линий к одиночной происходит в пленке в широком интервале температур. Начало перехода значительно ниже, чем у массивного образца, и равно $T_c = 245$ К. Мессбауэровские спектры пленки толщиной 120 Å выглядят так же с той разницей, что T_c здесь еще ниже и равна 140 К.

Понижение с толщиной величин сверхтонких полей и температур Кюри указывает на то, что пленки Pd—Fe следует относить к квазидвумерным магнитным системам. Вектор намагниченности квазидвумерной системы не фиксируется в пространстве, как в массивном магнетике, а флюктуирует с некоторой частотой ω_H , зависящей от температуры [3]. В этих условиях форма мессбауэровских спектров зависит от соотношения между ω_H и частотой ω_L ядерной ларморовой прецессии [4]. В пленках толщиной 350 Å при $T > 245$ К $\omega_H \gg \omega_L$. Поэтому мессбауэровские спектры состоят из одиночной нерасщепленной линии. С понижением температуры частоты выравниваются $\omega_H \approx \omega_L$ и в спектрах начинают про-

ступать линии магнитного расщепления. При очень низких температурах флуктуации магнитного момента замедляются настолько, что соотношение между частотами меняется на противоположное $\omega_H \ll \omega_L$. В результате спектры оказываются состоящими только из линий сверхтонкого магнитного расщепления.

Известно, что разбавленные массивные сплавы Pd—Fe ($n < 0.1$ ат. % Fe) находятся в состоянии спинового стекла, вследствие чего поля на ядрах железа флуктуируют [5]. В рассматриваемом случае, когда концентрации железа значительно выше ($n=14.4$ ат. % Fe), флуктуации связаны с понижением размерности магнитных систем пленок. Мессбауэровские спектры пленок Pd—Fe имеют тот же вид, что у магнитных микрокристаллов квазинулевой размерности, для которых свойственно явление суперпарамагнетизма. Такие же суперпарамагнитные свойства проявляют квазидвумерные пленки Pd—Fe.

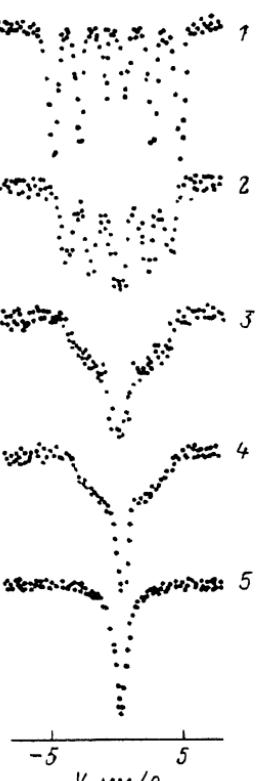
В работе [6] задается следующая зависимость температуры магнитного перехода пленки от ее толщины:

$$t = \frac{T_c(\infty) - T_c(L)}{T_c(\infty)} = \frac{C}{L^\lambda},$$

где λ — показатель сдвига, зависящий от характера обменного взаимодействия. Из результатов эксперимента следует, что $\lambda=0.86$. Это близко к $\lambda=1$, предсказанному в соответствии с моделью усредненного поля, и много меньше, чем $\lambda=1.6$, полученного для чистого железа [1]. Параметр $C=33.1$ Å есть теоретическое значение толщины, меньше которой пленка Pd—Fe, содержа-

Рис. 2. Мессбауэровские спектры пленки Pd—Fe толщиной 350 Å, содержащей 14.4 ат. % Fe.

1 — 4.2, 2 — 157, 3 — 227, 4 — 234, 5 — 250 К.



щая 14.4 ат. % Fe, не может находиться в ферромагнитном состоянии при сколь угодно низкой температуре. Задаваясь значением $t=0.05$, можно получить, что пленки Pd—Fe такого состава должны переходить в квазидвумерное состояние и проявлять суперпарамагнитные свойства уже при толщине $L=2000$ Å.

Список литературы

- [1] Duncan S. W., Semper R. J., Owens A. H., Walker J. C. // J. de Physique. 1980. Т. 41. С. 1. Р. 213—214.
- [2] M'Grath R. D., Mirzababayev R. M., Walker J. C. // Phys. Lett. 1978. V. 67A. N 2. Р. 149—150.
- [3] Султанов Г. Д., Гусейнов Н. Г., Исмаилзаде И. Г., Мирзабабаев Р. М., Алиев Л. А. // ФТТ. 1975. Т. 16. № 7. Р. 1940—1943.
- [4] Афанаасьев А. М., Каган Ю. М. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. № 7. С. 1660—1667.
- [5] Андрианов В. А., Козин М. Т., Пентин А. Ю., Шпинель В. С., Горьков В. П., Меченов А. С. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2339—2344.
- [6] Fisher M. E. // J. Vac. Sci. Technology. 1973. V. 10. N 5. С. 665—673.

Азербайджанский
инженерно-строительный институт
Баку

Поступило в Редакцию
3 ноября 1988 г.
В окончательной редакции
15 июня 1989 г.