

## ФЕРРОМАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В СИСТЕМАХ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ

В.В.Кокорин, И.А.Осипенко

Обнаружено ферромагнитное выстраивание магнитных моментов дисперсных ( $\sim 30\text{Å}$ ) ферромагнитных частиц, размещенных в ферромагнитной матрице.

В системах дисперсных, равноосных, ферромагнитных металлических включений (средний размер включения  $\approx 100\text{Å}$ , число включений  $n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , размещенных в неферромагнитной металлической матрице, при понижении температуры отмечен переход от суперпарамагнитного (СПМ) к состоянию макроспинового стекла [1]. Для сплавов, исследованных в [1], среднее расстояние между поверхностями соседних частиц, измеренное вдоль линии, проходящей через их центры,  $\xi > d$ .

Не исключено, что при уменьшении межчастичного расстояния ( $\xi \leq d$ ) изменится характер перехода, так как в этом случае возможно изменение типа межчастичного взаимодействия.

В качестве объекта исследования была выбрана система включений твердого раствора на основе ферромагнитного соединения  $\text{Cu}_2\text{MnAl}$ , размещенная в матрице  $\text{Cu}_3\text{Al}$ . Частицы образовались в результате распада пересыщенного твердого раствора  $\text{Cu} - 62,5$ ;  $\text{Mn} - 12,5$ ;  $\text{Al} - 25$  (ат.%) (состава, соответствующего согласно [2] объемной доле ферромагнитной фазы  $p = 0,3 \div 0,4$ ). Образцы после гомогенизации при 1123К закаливались в воде и отжигались при 523К 20 сек и 4 мин.

Контроль структурных состояний, проведенный с помощью метода диффузного рассеяния рентгеновских лучей, показал, что в термообработанных образцах существуют системы равноосных частиц – центров дилатации. Параметры  $d$ ,  $\xi$  и  $n$  этих образцов приведены в таблице.

Время отжига	$d, \text{Å}$	$\xi, \text{Å}$	$M, \mu_B$	$T_1, \text{K}$	$T_2, \text{K}$	$n, \text{см}^{-3}$
20 сек – 1	28	15	$1,1 \cdot 10^3 (T = 273\text{K})$	223	340	$1,2 \cdot 10^{19}$
4 мин – 2	42	25	$4,5 \cdot 10^3 (T = 393\text{K})$	–	600	$0,45 \cdot 10^{19}$

При выборе указанного выше сплава мы руководствовались тем, чтобы при  $T \geq 77\text{K}$  для включений выполнялось условие  $KV \ll kT$ , где  $K$  – константа магнитной анизотропии,  $V$  – средний объем частицы,  $k$  – постоянная Больцмана. У соединения  $\text{Cu}_2\text{MnAl}$   $K = 10^3 \text{ эрг/см}^3$  [3], и это условие удовлетворяется даже для частиц заметно большего размера, чем те, которые были использованы в настоящей работе.

На рис. 1 и рис. 2 представлены температурные зависимости магнитных свойств описанных выше систем частиц (состояние с меньшим

$d$  обозначим 1, а с большим 2). Видно, что двум структурным состояниям отвечает различный характер зависимости низкополевой магнитной восприимчивости  $\chi(T)$ . (Измерение низкополевой восприимчивости производилось индукционным методом при частоте и амплитуде измерительного поля, соответственно 50 Гц и  $\sim 5$  Э). Если  $\chi(T)$  для состояния 2 имеет вид кривой с максимумом (рис. 2, кривая 1), что характерно для состояния типа спинового стекла [1], то на рис. 1 мы видим зависимость  $\chi(T)$ , типичную для массивных ферромагнетиков: незначительное увеличение восприимчивости при повышении  $T$  от 77 К и затем ее резкое уменьшение при некоторой температуре  $T_1$ .

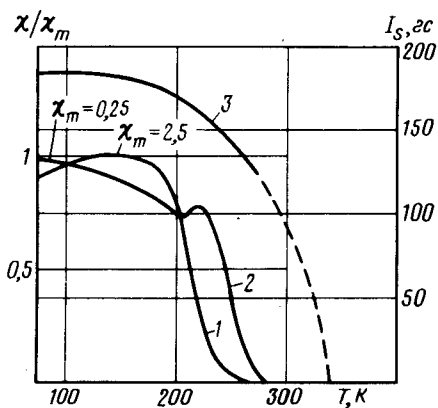


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности и магнитной восприимчивости образца в состоянии 1: кривая 1 – низкополевая восприимчивость  $\chi/\chi_m$  (где  $\chi_m$  – максимальное значение в электромагнитных единицах); кривая 2 – восприимчивость, измеренная в постоянном поле  $H = 100$  Э; кривая 3 – намагниченность в поле  $H = 9$  кЭ

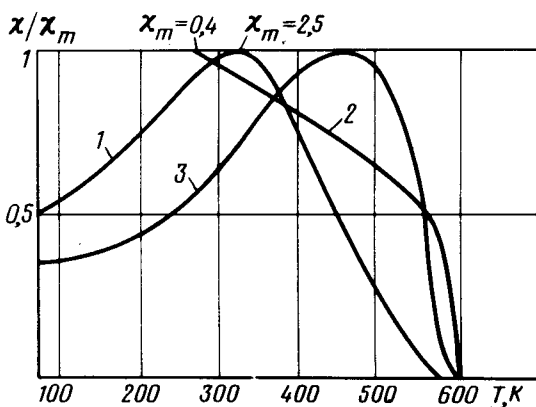


Рис. 2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости образца в состоянии 2: кривая 1 – низкополевая магнитная восприимчивость (время отжига  $\tau = 4$  мин); кривая 2 – восприимчивость  $\chi$  в постоянном поле  $H = 100$  Э ( $\tau = 4$  мин); кривая 3 – низкополевая восприимчивость ( $\tau = 16$  мин)

На рис. 1 нанесена также температурная зависимость намагниченности образцов  $I$ , измеренная в поле 9 кЭ –  $I_s(T)$  (сплошная линия проведена по экспериментальным точкам, а ее продолжение пунктиром получено экстраполяцией). Экспериментальные значения  $I_s$  укладываются на прямую, построенную в координатах  $I_s^2 - T$ . Эта прямая пересекается с осью абсцисс при температуре  $T_2 > T_1$  ( $T_2 - T_1 = 120^\circ$ ), которую можно считать температурой Кюри материала частиц  $T_K$ . (Для этого образца измерения производились при температурах, не превышающих 300 К, чтобы избежать распада твердого раствора в процессе измерений).

Состоянию 2 (типа макроспинового стекла) в малых полях соответствуют кривые  $I(T)$  с максимумами [1], а состояние 1 характеризуется зависимостями  $I(T)$ , типичными для ферромагнетиков. Были построены графики зависимости  $H/\sigma$  от  $\sigma^2$  (рис. 3) ( $\sigma = I/\rho$ ,  $\rho$  – плотность вещества частиц). При температурах, близких к  $T_1$ , экспериментальные точки укладываются на прямые линии, причем прямая, соответствующая  $T_1$ , проходит через начало координат (рис. 3). Следовательно, при  $T_1$  происходит фазовый переход второго рода, который должен характеризоваться линейной зависимостью между  $H/\sigma$  и  $\sigma^2$  [4]. Учитывая, что соотношение  $H/\sigma = \alpha + \beta\sigma^2$  ( $\alpha, \beta$  – постоянные) описывает процесс истинного намагничивания (парапроцесс) и что согласно рис. 3, линейная зависимость  $H/\sigma$  от  $\sigma^2$  проявляется в полях  $\geq 70$  Э, можно заключить, что дифференциальная магнитная восприимчивость, измеренная в поле  $H = 100$  Э, будет представлять собой восприимчивость парапроцесса  $\chi_p$ . Зависимость  $\chi_p$  от  $T$  для состояния 1 приведена на рис. 1 (кривая 2). (Постоянное поле прикладывалось параллельно измерительному, коэрцитивная сила  $H_c < 19$  при  $T \rightarrow T_1$ ).

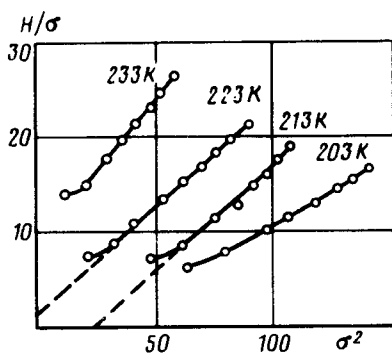


Рис. 3. Изотермы намагниченности образца в состоянии 1

Наличие максимума восприимчивости парапроцесса служит дополнительным подтверждением тому, что при  $T = T_1$  происходит фазовый переход. В температурном интервале  $T_1 < T < T_2$  образец находится в СПМ состоянии, при  $T = 273$ К магнитный момент частицы  $M \approx 10^3 \mu_B$ , где  $\mu_B$  – магнетон Бора (см. таблицу).

Согласно приведенным выше экспериментальным данным, образцу в состоянии 1 отвечает следующая последовательность магнитных состояний: при  $T > T_2$  – парамагнетик,  $T_1 < T < T_2$  – суперпарамагнетик, а при  $T < T_1$  – ферромагнетик. Следует полагать, что при  $T \leq T_1$  имеет место ферромагнитное упорядочение в системе магнитных моментов СПМ частиц.

Увеличение времени отжига (состояние 2) приводит к возрастанию температуры Кюри частиц ( $T \rightarrow T_K$  соединения  $\text{Cu}_2\text{MnAl}$ ), что видно из температурной зависимости  $\chi_p$  для этого состояния, измеренной в поле  $H = 100$  Э. При  $T \rightarrow T_K$  происходит резкое уменьшение  $\chi_p$  за счет уменьшения магнитного момента частиц. Рост  $T_K$  частиц может быть связан с изменением концентрации атомов Mn, а также возможным возрастанием дальнего атомного порядка в частицах. Дальнейшее уве-

личение времени отжига до 16 мин не приводит к заметному изменению  $T_K$ , но увеличивает температуру перехода в состояние макроспинового стекла в соответствии с [1].

Можно предположить, что изменение типа магнитного состояния при увеличении  $d$  и  $\xi$  обусловлено тем, что для состояния I существенное значение имеет взаимодействие за счет электронов проводимости. Имеются предпосылки, допускающие его существование. В соответствии с [5] поляризация спинов электронов проводимости, возникающая в ферромагнетике, распространяется на соседние с ним области неферромагнитного металла. Степень поляризации экспоненциально убывает по мере удаления от поверхности ферромагнитного материала, причем эффективная глубина проникновения согласно [5] зависит от длины свободного пробега электронов проводимости.

При малых  $\xi$  (облако электронов, поляризованных в одной частице, достигает соседних включений), очевидно, энергетически выгодная ситуация возникнет тогда, когда направление магнитного момента включения будет совпадать с направлением спина электронов проводимости, поляризованных в соседней частице. В системе таким образом взаимодействующих включений и происходит описанный выше фазовый переход, обеспечивающий при  $T < T_1$ , ферромагнитное выстраивание их магнитных моментов.

Небольшое увеличение  $\xi$  может приводить к преобладанию вклада диполь-дипольного взаимодействия, которое вызовет образование магнитного состояния типа макроспинового стекла.

В заключение авторы выражают благодарность А.Г.Леснику и А.Е.Перекосу за полезное обсуждение настоящей работы.

Институт металлофизики  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
12 февраля 1979 г.

### Литература

- [1] В.В.Кокорин, А.Е.Перекоп. Письма в ЖЭТФ, 27, 500, 1978.
- [2] M.Bouchard, G.Thomas. Acta met., 23, 1485, 1975.
- [3] K.Aoyagi, M.Sugihara. J. Phys. Soc. Japan, 16, 1027, 1961.
- [4] К.П.Белов. Магнитные превращения. М., 1959.
- [5] В.Я.Гамлицкий, О.А.Гурковский, В.И.Николаев, И.Н.Николаев, В.М.Черепанов, С.С.Якимов. ЖЭТФ, 67, 756, 1974.