

- [1] Boyd E. L., Slonczewski J. C. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 3. P. 1077—1078.
 [2] Смит Я., Вейн Х. Ферриты: физические свойства и практические применения. М., 1962. 504 с.
 [3] Ватсон Р., Фримен А. // Теория ферромагнетизма металлов и сплавов. М., 1963. 536 с.
 [4] Van der Woude F., Sawatzky G. A. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. N 9. P. 3159—3165.

Донецкий физико-технический
 институт АН УССР
 Донецк

Поступило в Редакцию
 8 июня 1988 г.

УДК 669.234—1—74 : 537.62

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

ФЕРРО-АНТИФЕРРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ГИГАНТСКИМИ МОМЕНТАМИ В СПЛАВАХ Pd(Fe, Mn)

А. К. Затопляев, А. З. Меньшиков

Разбавленные сплавы на основе палладия представляют собой специфический класс магнитных систем, где благодаря сильной корреляции d -электронов матрица приобретает спиновую плотность в пределах несколько координационных сфер вокруг примесных атомов Fe, Co, Mn. Такая спиновая флуктуация с ферромагнитным порядком выступает как гигантский локализованный магнитный момент (ГЛММ) величиной 8—12 μ_B [1, 2].

В начальной области концентраций все примеси в палладии действуют одинаково, приводя к образованию ферромагнитного порядка в сплаве с возрастающей по концентрации x точкой Кюри T_c . Однако свыше некоторого x_c из этой закономерности выпадает марганец. Точка Кюри PdMn сплавов начинает резко падать, а ферромагнитное состояние сменяется спин-стекольным [3, 4]. Причина такого явления до сих пор не установлена.

В настоящей работе вопрос о природе спинового стекла (SG) в разбавленных сплавах палладия рассматривается на примере примесных атомов Fe и Mn и выводы о характере взаимодействия гигантских моментов делаются на основе анализа магнитных фазовых диаграмм PdMn, PdMn(0.35Fe), Pd_{0.98-x}Mn_xFe_{0.02} сплавов.

Последнюю диаграмму изучали в данной работе. Для этого приготовили семь сплавов с $x=0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 0.09, 0.11, 0.14$, которые, согласно анализу, имели отклонение от заданных x не более чем на 0.005. Сплавы выплавляли из чистых компонентов в индукционной печи в атмосфере очищенного аргона. Слитки гомогенизировали при 1300 К в гелии в течение 50 ч.

Особенности на магнитной фазовой диаграмме выявляли по результатам исследования динамической и статической восприимчивости, измеренной в интервале температур 1.5—300 К. Изучали как вещественную χ'_0 , так и мнимую χ''_0 части динамической восприимчивости. Ряд таких кривых представлен на рис. 1, из которого следует, что сплавы с $x=0.02$ и 0.04 являются ферромагнетиками (F), а в сплавах с $x=0.06$ и 0.08 обнаружены возвратные переходы $F \rightarrow SG$, которые проявляются по наличию необратимых эффектов в статической восприимчивости. Наконец, сплавы с $x=0.09, 0.11$ и 0.14, характеризующиеся ярко выраженным каспом в $\chi'_0(T)$ (рис. 2), претерпевают фазовый переход парамагнетик (P)—SG при температурах $T_f=11.6, 14.4$ и 16.4 К соответственно. Кооперативный

характер этого перехода подтверждает критическое замедление спиновых флуктуаций в T_c и резкий максимум в температурной зависимости нелинейной восприимчивости χ_2 .

Магнитная фазовая диаграмма $\text{Pd}_{0.98-x}\text{Mn}_x\text{Fe}_{0.02}$ сплавов (рис. 3) является логическим завершением закономерностей, наблюдаемых при добавлении железа к PdMn сплавам. Они заключаются в вырождении максимума на кривой $T_c(x)$ и смещении области спин-стекольного состояния в сторону больших x . Кроме того, выше некоторой концентрации железа (~ 1 ат.%) точка Кюри $\text{Pd}(\text{Fe}, \text{Mn})$ сплавов уменьшается линейно с увеличением концентрации марганца.

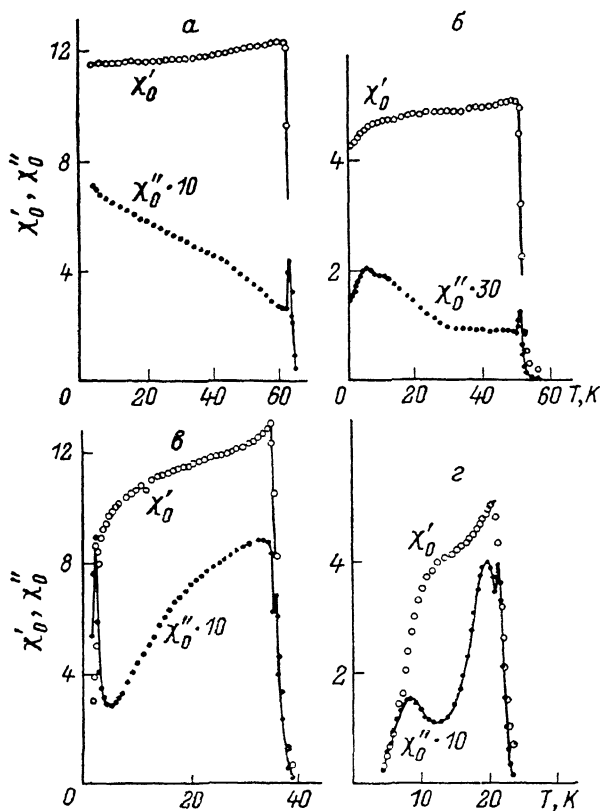


Рис. 1. Температурные зависимости вещественной χ'_0 и мнимой χ''_0 частей динамической восприимчивости для $\text{Pd}_{0.98-x}\text{Mn}_x\text{Fe}_{0.02}$ сплавов с $x=0.02$ (а), 0.04 (б), 0.06 (в), 0.08 (г).

Отмеченные закономерности, по нашему мнению, являются только результатом взаимодействия между гигантскими магнитными моментами. В самом деле, в отличие от других разбавленных сплавов типа AuFe , AgMn в сплавах на основе палладия магнитный момент примеси нельзя рассматривать в отрыве от окружающего его индуцированного облака спиновой поляризации. Обменное взаимодействие внутри облака настолько сильно [6], что в точке магнитного упорядочения сплавов разрушается порядок гигантских моментов, но не ферромагнитное упорядочение внутри кластера. Свидетельством тому является сохранение величины ГЛММ в парамагнитном состоянии [6]. Это и позволяет рассматривать такие сплавы, как магнитные системы со взаимодействующими гигантскими локализованными моментами. Этими взаимодействиями могут быть: 1) косвенный обмен через электроны проводимости (РККИ — обменное взаимодействие), 2) диполь-дипольное, 3) косвенный обмен через атомы палладия с нерасщепленной по спину d -полосой (A_{ij}), 4) «прямое» обменное взаимодействие гигантских моментов I_{ij} . Очевидно, что каждое из

существенно только в определенном концентрационном режиме. Первое — для сильно разбавленных сплавов и в силу осциллирующего характера приводит к состоянию SG , что отмечено для PdFe сплавов с $x < 0.1$ [7]. Это взаимодействие мало, и при сближении облаков спиновой поляризации оно перекрывается более сильным ферромагнитным взаимодействием между ГЛММ. Последнее может иметь диполь-дипольную природу, но при заданных величинах магнитных моментов ($\sim 10 \mu_B$) и расстояниях между ними ($\sim 3\text{--}5 \text{ \AA}$) оно не обеспечивает точку Кюри $\sim 10 \text{ K}$. Однако этим взаимодействием ($\sim 1\text{--}3 \text{ K}$) нельзя пренебрегать в данных сплавах. По крайней мере оно может служить в качестве затравочного и усиливать магнитную восприимчивость матрицы.

Реальными взаимодействиями, позволяющими объяснить все особенности на фазовых диаграммах, являются два последних A_{ij} и I_{ij} . A_{ij}

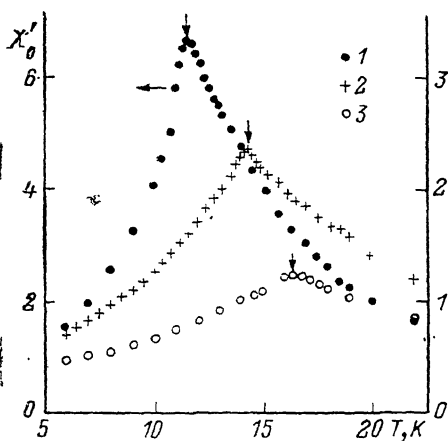


Рис. 2. Температурные зависимости χ'_0 для $x=0.09$ (1), 0.11 (2), 0.14 (3).

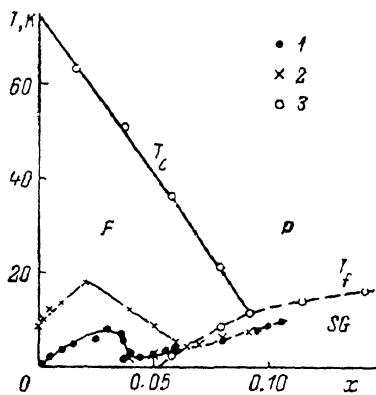


Рис. 3. Магнитные фазовые диаграммы сплавов: 1 — PdMn [3], 2 — PdMn (0.35Fe) [4], 3 — Pd_{0.98-x}Mn_xFe_{0.02} (наст. раб.).

характерно для случая неперекрывающихся облаков спиновой поляризации. Это взаимодействие всегда положительно из-за усиленной восприимчивости матрицы ($A_{ij} > 0$). По мере сближения облаков поляризации A_{ij} увеличивается, но при их соприкосновении (протекании) оно переходит в «прямое» обменное взаимодействие гигантских моментов, знак которого уже зависит от сортности атомов.

Из факта постоянного увеличения точки Кюри PdFe сплавов следует, что $I_{FeFe} > 0$, а из-за линейного уменьшения T_c в Pd_{0.98-x}Mn_xFe_{0.02} $I_{FeMn} < 0$. Наконец, из вида фазовой диаграммы PdMn сплавов вытекает также, что $I_{MnMn} < 0$. Действительно, при малой концентрации марганца, когда облака спиновой поляризации не перекрываются между собой ($x < x_k$), взаимодействие между гигантскими спинами положительно ($A_{MnMn} > 0$). Оно увеличивается до тех пор, пока при $x=x_k$ облака не касаются друг друга и не наступает антиферромагнитного характера «прямого» обменного взаимодействия ($I_{MnMn} < 0$). Протекание по таким моментам способствует резкому уменьшению точки Кюри, а конкуренция $A_{MnMn} > 0$ и $I_{MnMn} < 0$ образованию SG при $x > x_k$.

В рамках рассмотренного выше взаимодействия объясняется и фазовая диаграмма PdMn (0.35Fe) сплавов. Пока в исходном сплаве Pd (0.35Fe) отсутствует протекание по ГЛММ железа, добавка марганца влечет за собой повышение T_c за счет $A_{FeMn} > 0$. Но как только для некоторого $x'_k < x_k$ наступает протекание по моментам железа и марганца, начинается действие «прямого» антиферромагнитного взаимодействия между

ГЛММ Fe и Mn, которое в конкуренции с $A_{FeFe} > 0$ и $A_{FeMn} > 0$ ответственно за образование спин-стекольного состояния в этих сплавах.

Авторы искренне признательны А. М. Костышину, Г. А. Такзю и И. И. Сычу за помощь в эксперименте.

Л и т е р а т у р а

- [1] Oswald A., Zeller R., Dederichs P. H. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56, N 13. P. 1419—1422.
- [2] Delley B., Ellis D. E., Freeman A. J. // J. Mag. Magn. Matter. 1982. V. 30, N 1. P. 71—86.
- [3] Coles B. R., Jamieson H., Taylor R. H., Tari A. // J. Phys. F: Metal Phys. 1975. V. 5. P. 565—574.
- [4] Mydosh J. A., Nieuwenhuys G. J., Verbeek B. H. // Phys. Rev. B. 1979. V. 20. N 3. P. 1282—1283.
- [5] Кореблит И. Я., Шендер Е. Ф. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 4. С. 1564—1571.
- [6] Nieuwenhuys G. J., Mydosh J. A., Wohlfarth E. P. // Phys. Lett. 1978. V. 66A. N 3. P. 221—222.
- [7] Mydosh J. A. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. N 26. P. 1562—1565.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
27 июня 1988 г.

УДК 539.28

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ НА ЧАСТОТЕ ЯМР В СИСТЕМЕ ПРОТОННЫХ СПИНОВ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ ОБРАЗЦЕ

Н. А. Бажанов, Д. С. Буляница, А. И. Ковалев, В. В. Поляков,
В. Ю. Траутман, Е. Д. Трифионов, А. В. Шведчиков

В [1, 2] наблюдалась генерация радиочастотных импульсов в высокодобротном колебательном контуре, в катушку индуктивности которого помещался твердотельный образец с отрицательной начальной поляризацией P_i ядерных спинов. При этом конечная поляризация P_f уменьшалась по абсолютной величине, оставаясь отрицательной. В [2] содержится также упоминание о генерации с реверсом (обращением знака) поляризации, которая наблюдалась нами совместно с авторами этой работы. Далее описаны эксперименты, в которых с ростом $|P_i|$ происходил резкий переход от генерации без реверса к генерации импульса сверхизлучения с реверсом полярizations.

Эксперименты проводились на поляризованной протонной мишени, описанной в [3]. Инвертированная населенность зеemanовских уровней протонов получалась методом динамической поляризации ядер в поле 2.45 Тл (соответствующая частота протонного магнитного резонанса (ПМР) $f_p = 104.3$ МГц). Образец — пропандиол с содержанием протонов $N = 4.5 \cdot 10^{22}$ см⁻³ находился в многомодовом цилиндрическом резонаторе СВЧ объемом 14 см³. В него была погружена катушка индуктивности, состоящая из трех витков изолированного провода диаметром 1.5 мм (диаметр витков 12 мм, длина катушки 8 мм). Для измерения поляризации методом ЯМР катушка соединялась с Q-метром кабелем длиной λ . После накачки поляризации спиновая система «замораживалась» при температуре 60—80 мК и измерялась начальная отрицательная поляризация P_i . Затем Q-метр отключался, при этом катушка и отрезок кабеля в криостате обра-