

ИССЛЕДОВАНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ И ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ СИСТЕМЫ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ СО СТРУКТУРОЙ ТИПА $CsCl$

В. Е. АДАМЯН, А. А. АРЦРУНИ, А. Г. КУЧИН, Э. С. АБОВЯН, М. А. МЕЛИКЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 12 августа 1993 г.)

Измерена полевая зависимость намагниченности образцов системы твердых растворов $(Gd_{0,21}La_{0,79}, Y_{0,79}(1-t))(Zn_tCd_{1-t})$, где $0 \leq t \leq 1$, в магнитных полях до 9 Тл при температуре 4,2 К. Температурная зависимость электросопротивления исследована в интервале температур 4,2—170 К. Выявлена квадратичная зависимость остаточного сопротивления от t . Измерена также температурная зависимость начальной восприимчивости в области температур 4,2—300 К.

В [1,2] обсуждены результаты исследования магнитных свойств твердых растворов в системе $(Gd_{0,21}La_{0,79}, Y_{0,79}(1-t))(Zn_tCd_{1-t})$ ($0 \leq t \leq 1$) со структурой типа $CsCl$, в которой при изменении t из факторов, влияющих на магнитные характеристики сплава, три параметра, а именно, концентрации магнитоактивных ионов (x) и электронов проводимости (z), а также постоянная кристаллической решетки (a) остаются неизменными, а меняется только лигандное окружение магнитоактивного иона.

Хотя три параметра (x_0 , z_0 , a_0) у всех образцов исследованной системы были одинаковыми, а магнитный момент иона Gd обусловлен только спинами 4 f -электронов (орбитальный момент $L=0$, суммарный спин $S=7/2$), и поэтому изменение кристаллического поля не должно влиять на магнитные характеристики, тем не менее ожидаемое значение магнитного момента, приходящегося на магнитоактивный ион гадолиния ($7\mu_B$), обнаружилось только у образцов с $t=0,2 \div 0,3$, а по мере приближения t к крайним значениям ($t \rightarrow 0$ и $t \rightarrow 1$) наблюдалось уменьшение магнитного момента. У образца с $t=0$ магнитный момент равен $5\mu_B$, а у образца с $t=1$ — $2,5\mu_B$.

Было выяснено, что на величину магнитного момента влияют замещения в первой координационной сфере вокруг магнитоактивного иона (замещения кадмия цинком), а замещения в редкоземельной подрешетке практически никакого влияния на магнитные характеристики не оказывают.

Эти результаты были получены измерениями намагниченности в полях до 1,5 Тл, в температурном интервале 4,2—77 К.

С целью получения дополнительной информации нами были

предприняты исследования намагниченности образцов этой системы в сильных магнитных полях.

Полевая зависимость намагниченности измерялась на установке с вибрирующим образцом (метод Фонера) при температуре 4,2 К в полях до 9 Тл, создаваемых сверхпроводящим соленоидом. Измерения проводились в Институте физики металлов УЦ АН России.

На рис. 1 приведены графики полевой зависимости семи образцов системы А. Как видно из рисунка, у образцов А4 и А6 с t , равными соответственно 0,3 и 0,5, насыщение наступает при достаточно слабых полях ($\sim 1,5$ Тл), у образцов А2 ($t=0,1$) и А9 ($t=0,4$) — в области 6–7 Тл, у образца А3 ($t=0,2$) — при ~ 5 Тл. У этих образцов в области насыщения магнитный момент близок к $7\mu_B$ — максимальному значению для иона Gd . Намагниченность образцов А1 ($t=0$) и А11 ($t=1$) вплоть до полей ~ 9 Тл не достигает насыщения.

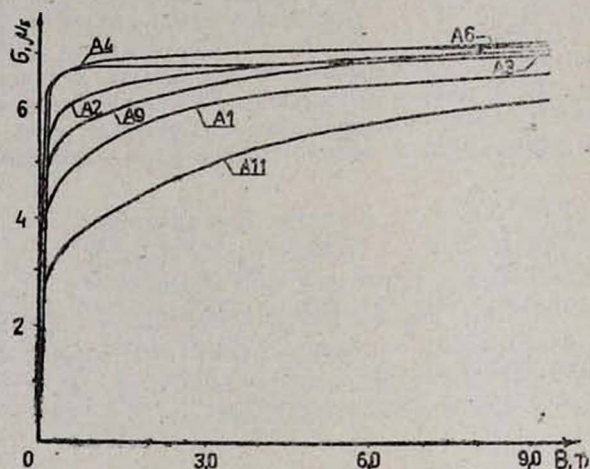


Рис. 1. Кривые намагниченности образцов исследованной системы при 4,2 К.

Возможными причинами такого поведения образцов могут быть либо неколлинеарность магнитной структуры, либо значительная магнитокристаллическая анизотропия. В обоих случаях для достижения максимального магнитного момента требуются более сильные магнитные поля.

Температурная зависимость электросопротивления измерялась в интервале температур 4,2–170 К четырехконтактным потенциометрическим методом в криостате с системой регулирования и стабилизации температуры «УТРЕКС». При гелиевых температурах погрешность в измерении температуры не превышала $\pm 0,1^\circ$, при более высоких температурах — $\pm 0,5^\circ$. В области 4,2–100 К температура измерялась термометром сопротивления марки «Сгусол», выше 100 К — платиновым термометром сопротивления.

Как известно, температурная зависимость полного удельного сопротивления $\rho(T)$ ферромагнитного металла в соответствии с прави-

лом Маттисена состоит из аддитивного вклада от различных механизмов рассеяния:

$$\rho(T) = \rho_{\text{ост}} + \rho_{\text{ф}}(T) + \rho_{\text{магн}}(T), \quad (1)$$

где $\rho_{\text{ост}}$ — остаточное удельное сопротивление, в нашем случае обусловленное: а) $\rho'_{\text{ост}}$ — сопротивлением, вызванным хаотическими замещениями ионов Zn и Cd , а также La и Y , что приводит к неравномерному распределению кристаллического потенциала, б) $\rho''_{\text{ост}}$ — сопротивлением, связанным с рассеянием электронов дефектами решетки; $\rho_{\text{ф}}$ — сопротивление, возникающее при рассеянии электронов проводимости на фононах, причем при высоких температурах (выше дебаевской) $\rho_{\text{ф}} \sim T$; $\rho_{\text{магн}}$ — вклад, обусловленный беспорядком в системе спинов.

Результаты измерения температурной зависимости удельного сопротивления образцов системы А представлены на рис. 2. Из этих гра-

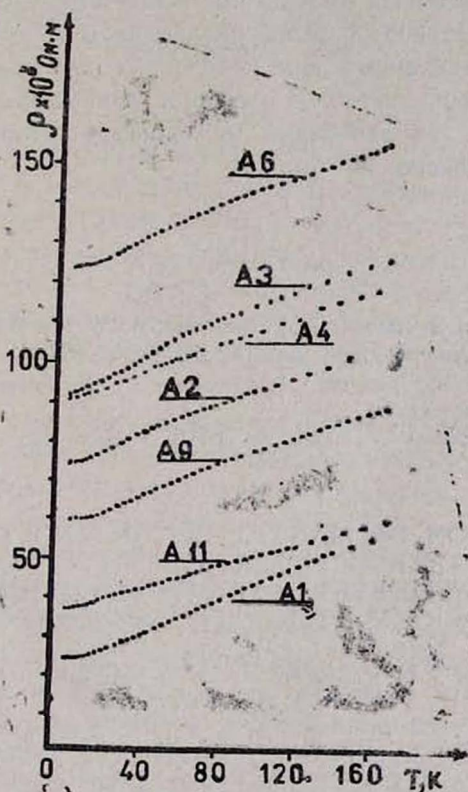


Рис. 2. Температурная зависимость удельного электросопротивления образцов.

фиков видно, что ход кривых для образцов А2, А3, А4 характерен для ферромагнетиков, что выражается в наличии небольших изломов в области температур Кюри. При более высоких температурах зависимость практически линейна. В области низких температур у всех образцов наблюдается не зависящий от температуры участок. Выделение вклада, обусловленного беспорядком в системе спинов, оказа-

лось невозможным из-за его малости. Экстраполяция к нулю температуры низкотемпературной части графика позволила определить величину ρ_0 остаточного сопротивления образца. Значения ρ_0 в зависимости от состава описываются выражением

$$\rho_0(t) = [24 + 375 \cdot t(1-t)] \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м} \quad (2)$$

В некоторых бинарных сплавах, например, $\text{Au}_x\text{Cu}_{1-x}$, $\text{Ag}_x\text{Cu}_{1-x}$ и т.д. ($0 \leq x \leq 1$) [3], в которых с изменением x зонная структура не претерпевает заметных изменений, остаточное сопротивление пропорционально $x(1-x)$ и достигает максимума при $x \sim 0,5$. Аналогичная зависимость $\rho_0(t)$ для образцов системы А позволяет предположить, что рост остаточного сопротивления в области $t \sim 0,5$ обусловлен вкладом $\rho_{\text{ост}}^*$ (при этом предполагается, что дефектная структура одинакова у всех поликристаллических образцов исследованной системы).

Измерения начальной магнитной восприимчивости в температурном интервале 4,2—300 К были предприняты с целью обнаружения каких-либо не выявленных при измерениях другими методами фазовых переходов. Однако, кроме перехода ферромагнетизм—парамагнетизм, известного из измерений магнитной восприимчивости, других переходов обнаружено не было.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. E. Adamian, A. A. Artsruni, A. Benalissa, A. N. Kocharian, M. A. Melikian and A. G. Toneian. Phys. Stat. Sol. (b) 153, 633 (1989).
2. В. Е. Адамян, А. А. Арцруни, А. Беналисса, А. Н. Кочарян, М. А. Меликян. ФММ, № 5, 197. (1990).
3. Дж. Займан. Электроны и фононы. М., ИИЛ, 1962, с. 488.

INVESTIGATION OF MAGNETIZATION AND TEMPERATURE DEPENDENCE OF ELECTRICAL RESISTIVITY OF RARE-EARTH METALS BASED SYSTEM OF MULTICOMPONENT SOLID SOLUTIONS WITH CsCl TYPE STRUCTURE

V. E. ADAMIAN, A. A. ARTSRUNI, A. G. KOUCHIN, E. S. ABOVIAN,
M. A. MELIKIAN

The field dependence of magnetization for specimens of the solid solutions system $(\text{Gd}_{x_0}\text{La}_{1-x_0})_t(\text{Y}_{1-x_0})(1-t)(\text{Zn}_t\text{Cd}_{1-t})$, $0 < t \leq 1$, in magnetic fields up to 9 T, at 4.2 K is measured. The temperature dependence of electrical resistivity is studied between 4.2 K and 170 K. The quadratic t -dependence of residual resistivity is revealed. The temperature dependence of the initial susceptibility in the range 4.2—300 K is also measured.