

## МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ И ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ КВАЗИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ

А.Ф.Прекул<sup>1)</sup>, Н.Ю.Кузьмин, Н.И.Щеголихина

Институт физики металлов Уральского отделения РАН  
620219 г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 4 ноября 1998 г.

После переработки 30 декабря 1998 г.

Выполнены эксперименты по определению магнитной восприимчивости собственно икосаэдрической фазы в сплаве  $Al_{82}Cu_{25.5}Fe_{12.5}$  в области температур 3.9–1100 К. Обнаружена новая закономерность – кривые температурных зависимостей восприимчивости и электропроводности являются конгруэнтными.

PACS: 61.44.+p, 75.20.-g

1. Квазикристаллы, как состояние твердых тел с некристаллографической симметрией решетки, привлекают большое внимание исследователей с момента их открытия. Интерес к квазикристаллам с точки зрения электронной физики резко возрос в последние годы с обнаружением нескольких так называемых стабильных икосаэдрических (*i*-) фаз в системах Al-Cu-Fe, Al-Cu-Ru, Al-Pd-Re и Al-Pd-Mn. Причины этого легко понять, если заметить, что все компоненты перечисленных систем являются хорошими металлами и метастабильные квазикристаллообразующие сплавы, полученные закалкой из жидкого состояния, по своим физическим свойствам мало чем отличаются от традиционных высокорезистивных кристаллических твердых растворов и металлических стекол. Отличия возникают при термообработке закаленного сплава, при которой формируется практически однородная и весьма совершенная *i*-фаза. При этом происходит резкое усиление признаков диэлектрического поведения электрических и оптических свойств [1–3]. Так, проводимость на постоянном токе  $\sigma_{4.2}$  уменьшается до величин  $10\text{--}100\text{ ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ . Гигантский отрицательный ТКС наблюдается во всем интервале температур существования *i*-фазы 0–1200 К, благодаря чему проводимость в этом интервале изменяется в несколько десятков раз.

Казалось очевидным, что полупроводниковый ход электропроводности связан с механизмом термической активации носителей. Однако при попытке использовать традиционный в физике полупроводников прием линеаризации экспериментальных кривых  $\sigma(T)$  в координатах  $\ln\sigma$  от  $1/T$  возникли значительные трудности [4]. Это могло быть связано либо с неприменимостью классических соотношений физики полупроводников к квазикристаллам, либо с обстоятельствами, осложняющими их применимость, тем более, что указать таковые не сложно.

Прежде всего, это наличие остаточной проводимости, в силу чего полупроводниковый ход кривых с необходимостью нарушается при низких температурах. Кроме того, электропроводность зависит не только от концентрации носителей заряда ( $N_e$ ), но и от их подвижности ( $\mu_e$ ). Если температурная зависимость последней не

<sup>1)</sup> e-mail: prekul@imp.uran.ru

следует закону  $T^{-3/2}$ , то использоваться должны спрямляющие координаты общего вида  $\ln(\sigma/T^\alpha)$  от  $1/T$ . Ясно, что предэкспоненциальный множитель  $T^\alpha$  играет тем более заметную роль, чем меньше величина параметра активации  $\Delta$ . С учетом вышесказанного можно надеяться прояснить ситуацию с механизмом термической активации из изучения температурного поведения не кинетических, а термодинамических коэффициентов, явно не зависящих от подвижности носителей, вернее, от их времени релаксации. Мы изучили магнитную восприимчивость  $i$ -фазы сплава  $\text{Al}_{62}\text{Cu}_{25.5}\text{Fe}_{12.5}$  и сообщаем об основных результатах этого исследования.

2. Сплав номинального состава  $\text{Al}_{62}\text{Cu}_{25.5}\text{Fe}_{12.5}$  приготовлен из высокочистых компонентов в дуговой печи, закален на водоохлаждаемом поду методом "молота и наковальни" и отожжен в атмосфере особо чистого гелия при  $730^\circ\text{C}$  в течение 8 ч. Рентгеноструктурный анализ показывает, что основной фазой в сплаве после закалки является  $\beta$ -твердый раствор с решеткой CsCl. В небольших количествах имеются несовершенная  $i$ -фаза и, возможно аморфная фаза. После отжига основной фазой является весьма совершенная  $i$ -фаза (см. рис.1). Кроме того, имеются слабые признаки кубической фазы, что типично для реальных массивных образцов данного состава [5]. Магнитные измерения выполнены на двух магнитометрических установках. В интервале 3.9–400 К использован магнитометр MPMS-XL5 Quantum Design, в интервале 300–1100 К – весы типа Доменикали. Перекрытие диапазонов измерений использовано для сшивания низкотемпературных и высокотемпературных результатов.

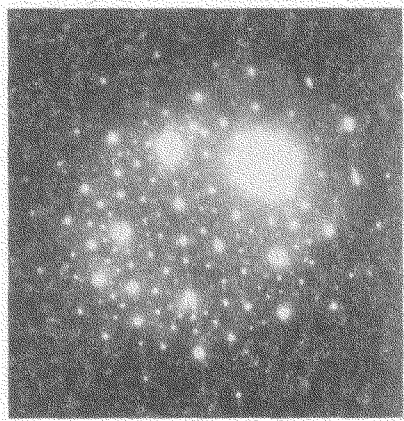


Рис.1. Электронно-дифракционная картина квазикристаллической фазы. Ось лятой симметрии параллельна электронному пучку

3. На рис.2 мы показываем результаты прямого эксперимента для двух состояний образца – до отжига (верхняя кривая) и после отжига (нижняя кривая) с двойной целью. Во-первых, видно, что магнитные свойства сплава изменяются с изменением структуры не менее драматически, чем описанные выше электрические свойства. Изменения эти носят явно выраженный диэлектрический характер. Кривая  $\chi(T)$  закаленного состояния образца лежит целиком в парамагнитной области, состояния после отжига – в диамагнитной. Во-вторых, видно, что переход к совершенной  $i$ -фазе сопровождается убыванием парамагнитной составляющей типа Кюри. В согласии с заключениями других исследований [6,7], это свидетельствует о том, что минимум

на кривой  $\chi(T)$  отожженного образца не является собственным свойством  $i$ -фазы. Он обусловлен парамагнитным вкладом, связанным либо с остатками кубической фазы и магнитного момента на атомах Fe в этой фазе, либо с неконтролируемыми магнитными примесями.

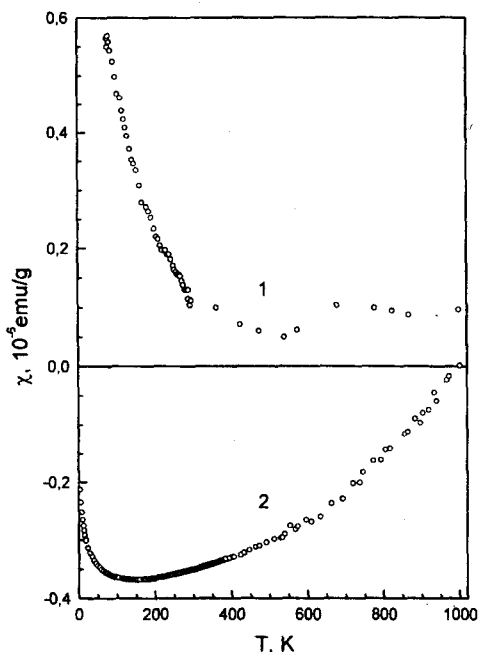


Рис.2. Влияние предыстории сплава на его магнитное состояние: 1 – закаленное состояние; основная фаза –  $\beta$ -твердый раствор со структурой CsCl; 2 – отожженное состояние; основная фаза икосаэдрическая

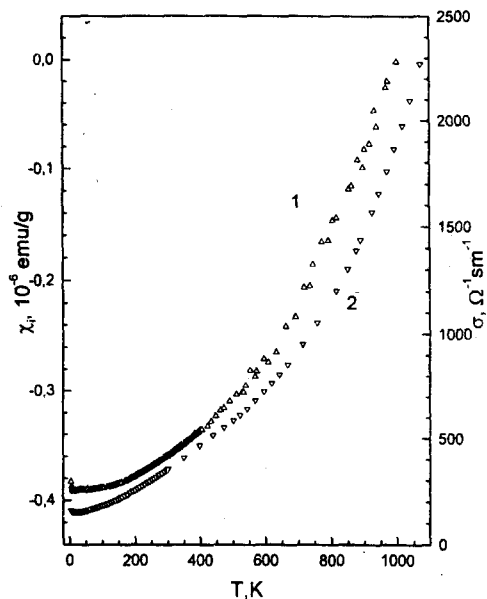


Рис.3. Магнитная восприимчивость и электропроводность собственно икосаэдрической фазы

Мы применили стандартную процедуру исключения подобных вкладов путем привязки зависимости Кюри – Вейсса к экспериментальной кривой в интервале температур 3.9–40 К. Конечный результат этой процедуры показан на рис.3 (кривая 1). Мы рассматриваем его как температурную зависимость магнитной восприимчивости собственно икосаэдрической фазы ( $\chi_i$ ) во всей температурной области ее существования.

Оценить полученный результат в отрыве от других свойств трудно. Поэтому мы приводим на рис.3 кривую  $\sigma(T)$ , полученную нами ранее на этом же материале. Как видно, масштаб изменений магнитной восприимчивости с изменением температуры сравним с масштабом изменения электропроводности. Кривые практически совмещаются при наложении. Небольшое расхождение при высоких температурах не в счет, поскольку в рамках формальных теорий проводимости и магнетизма зависимости  $\sigma(T)$  и  $\chi(T)$  различаются ни много, ни мало множителем в виде характерного времени релаксации носителей. С учетом этого замечания можно уверенно говорить о конгруэнтности кривых  $\chi_i(T)$  и  $\sigma(T)$ . Наличие этой закономерности является веским аргументом того, что изменение концентрации носителей заряда является

главным температурным эффектом, определяющим поведение кинетических и термодинамических коэффициентов.

Коль скоро это так, примечательным становится тот факт, что изменение  $\chi_i$  с ростом температуры сопровождается усилением парамагнетизма системы. Понять это легко в предположении, что термически активированные носители являются невырожденным электронным газом. Тогда, как известно [8], температурно-зависимая составляющая магнитной восприимчивости имеет вид

$$\chi_T \equiv (\chi_i - \chi_0) = AT^{1/2} \exp(-\Delta/T), \quad A = 2m_e^{3/2} k_B^{1/2} (2\pi\hbar^2)^{-3/2} \mu_B^2$$

(все обозначения здесь общепринятые).

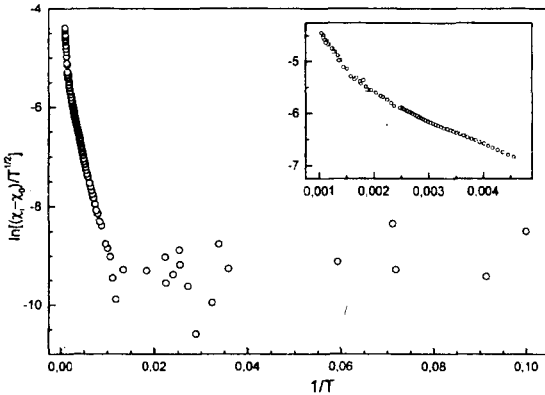


Рис.4. Магнитная восприимчивость  $i$ -фазы в координатах  $\ln[(\chi_i - \chi_0)/\sqrt{T}]$  от  $1/T$

На рис.4 зависимость  $\chi_i(T)$  представлена в координатах  $\ln[(\chi_i - \chi_0)/\sqrt{T}]$  от  $1/T$ . На вставке в увеличенном масштабе показана высокотемпературная часть кривой. Из вида полученной кривой нетрудно заключить, что энергетический параметр активации носителей является очень сильной функцией температуры. При температурах  $T < 100$  К кривая практически не определена. Сказывается несовершенство используемых в эксперименте образцов и неточное знание паразитного парамагнитного вклада. Поэтому грубо масштаб изменений параметра  $\Delta$  можно оценить так: от  $< 0.01$  эВ при низких температурах до  $\sim 0.15$  эВ при высоких температурах. Это непостоянство параметра активации носителей не учитывалось ранее и приводило к выводу о том, что механизм термической активации не реализуется в квазикристаллических веществах.

4. В настоящее время считается установленным, что уровень Ферми стабильных квазикристаллических фаз находится внутри псевдощели шириной 0.5–1 эВ. Наличие такой особенности электронной структуры объясняет стабильность этих фаз, но мало что дает для понимания их физических свойств, которые разыгрываются на электронных состояниях в слое  $\sim 0.1$  эВ вблизи энергии Ферми. О каких-либо особенностях этого энергетического слоя практически ничего не известно. В этом контексте мы хотим обратить внимание не только на сам факт непостоянства параметра активации носителей. На части кривой, показанной на вставке рис.4, довольно отчетливо просматриваются отрезки ломаной линии. Это может означать, что параметр активации носителей в интервале  $0.01 \text{ эВ} \leq \Delta \leq 0.15 \text{ эВ}$  принимает ряд дискретных значений. Возможно, это первые экспериментальные указания на

то, что внутри псевдощели имеется тонкая структура с характерным масштабом в несколько десятков мЭВ.

Авторы благодарят С.З.Назарову, С.М.Подгорных и А.В.Королева за помощь в проведении эксперимента, Ю.В.Копаева, В.Ф.Гантмахера и Э.А.Нейфельда за обсуждение результатов и ряд полезных советов.

Эта работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-19586).

- 
1. R.Haberker, C.Roth, R.Knofer et al., *Proc. 6-th Inter. Conference on Quasicrystals*, 1997, Tokyo, Japan, preprint.
  2. S.E.Burkov, T.Timus, and N.W.Ascroft, *J. Phys. Condens. Matter.* **4**, 9447 (1992).
  3. А.Ф.Прекул, В.А.Казанцев, Е.В.Шалаева и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 190 (1998).
  4. D.Mayou, C.Berger, F.Cyrot-Lackmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3915 (1993).
  5. T.Klein, A.Gozlan, C.Berger et al., *Europhys. Lett.* **13**, 129 (1990).
  6. F.Cyrot-Lackman, C.Berger, A.Gozlan et al., *Int. Symp. on the Physics and Chemistry of Finite Systems: From Clusters to Crystals*, 1991, Richmond, USA, preprint.
  7. S.Matsuo, T.Ishimasa, H.Nakano et al., *J. Phys. F: Met. Phys.* **18**, L175-L180 (1988).
  8. С.В.Вонсовский, *Магнетизм*, М.: Наука, 1971.