Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.4, стр.338 - 340 © 1997г. 25 февраля

ИССЛЕДОВАНИЕ СОБСТВЕННОЙ ПРОВОДИМОСТИ КВАЗИКРИСТАЛЛОВ СИСТЕМЫ Al–Cu–Fe В МОДЕЛИ БЕСЩЕЛЕВОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

А.Ф.Прекул, А.Б.Рольщиков, Н.И.Щеголихина

Институт физики металлов РАН

620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 8 января 1997 г.

Получены экспериментальные доказательства того, что собственная проводимость квазикристаллов при низких температурах следует закону $T^{3/2}$.

PACS: 61.44.+p, 72.20.-i

Вследствие исключительно высокой чувствительности резистивных свойств квазикристаллов к флуктуациям состава, условиям закалки и последующей термической обработке, на протяжении нескольких лет ведется дискуссия о том, каковы же свойства собственно квазикристаллической фазы [1].

В частности, в последнее время получила развитие "полупроводниковая гипотеза" электронной зонной структуры квазикристаллов. В температурных зависимостях электропроводности $\sigma(T)$ стабильных квазикристаллов на основе алюминия обнаружены составляющие, подобные собственной проводимости полупроводников вследствие термической активации носителей из валентной зоны в зону проводимости [2, 3]. При этом в системе Al–Pd–Re оказалось достаточным прибегнуть к традиционной форме

$$\sigma(T) = A\exp(-E_g/2k_BT), \tag{1}$$

где E_g – параметр энергетической щели, k_B – постоянная Больцмана и $A = \mathrm{const}$, означающей, что подвижность носителей в зоне проводимости изменяется с температурой как $T^{-3/2}$ [4].

Иначе повела себя система Al–Cu–Fe Измерения [3] показали, что в низкотемпературной области ($T < 300$ K) щель, если и есть, то она мала [5]. Тогда достаточно хорошим приближением является простая степенная зависимость

$$\sigma_{int}(T) = AT^{3/2}. \tag{2}$$

Использование полупроводниковой модели показывает, что если составляющая вида (2) является собственной проводимостью квазикристалла, она должна оставаться неизменной либо слабо изменяющейся частью в сравнении с общей проводимостью системы. Последняя, как известно, благодаря несобственной проводимости, может изменяться в широких пределах.

Мы изучили проводимость пяти образцов сплава с номинальным составом $Al_{62}Cu_{25.5}Fe_{12.5}$, остаточное сопротивление которых, $\rho_{4.2}$, изменяется от 3500 до 6300 мкОм·см. Все образцы имеют примерно одинаковые размеры $1 \times 1 \times 10$ мм. Электросопротивление измеряется обычным 4-зондовым методом. Точность измерений 10^{-5}, стабильность температуры во всех точках интервала 4.2 – 300 K не хуже 10^{-1} K. Графические иллюстрации даются для одного образца с $\rho_{4.2} = 5500$ мкОм·см. Для общего заключения используется численное сопоставление результатов обработки.

Результаты прямого эксперимента в виде температурной зависимости $\sigma(T)$ показаны на рис.1. Они типичны для исследуемого вещества и отличаются

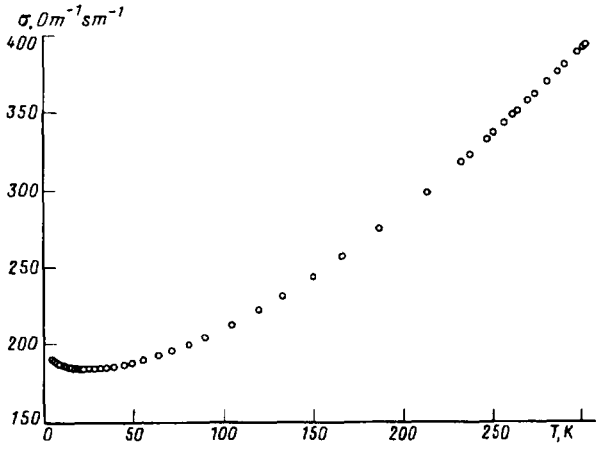

Рис.1. Температурная зависимость проводимости квазикристалла Al–Cu–Fe

наличием конечной проводимости при самых низких температурах и минимума при $T \simeq 20$ K. В терминах полупроводниковой модели, обе особенности связаны с проводимостью несобственных носителей, σ_{ext}.

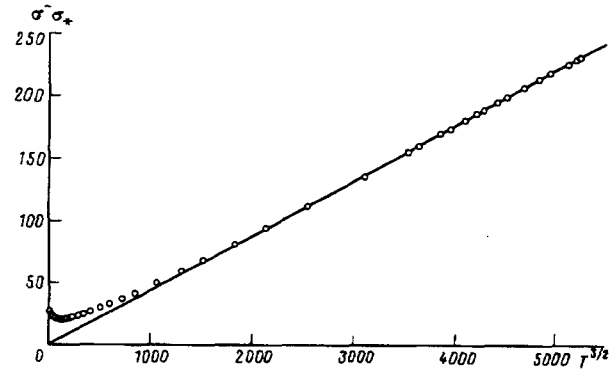

Рис.2. Описание температурной зависимости проводимости законом $T^{3/2}$ при аппроксимации несобственной проводимости квазикристалла константой σ_*

На рис.2 показан результат использования формулы (2) при учете составляющей σ_{ext} в простейшем виде произвольной температурнонезависимой величины σ_*. Это – единственный подгоночный параметр линеаризации эксперимента в координатах $[\sigma(T) - \sigma_*]$ от $T^{3/2}$. Линеаризация достигается без особого труда. Температурный интервал линеаризации 100 – 300 K хорошо совпадает с ранее определенным интервалом 80 – 250 K. Это говорит о том, что приближение нулевой щели действительно является хорошим приближением.

В то же время нетрудно видеть, что ограничение интервала линеаризации снизу обусловлено грубостью аппроксимации несобственной проводимости в виде температурнонезависимой величины. Мы воспользовались указаниями многих исследований на то, что в проводимости квазикристаллов при низких температурах существенны "корневые" поправки, связанные с учетом электрон-электронного взаимодействия [6]. Наличие минимума на кривых $\sigma(T)$ позволяет предположить несобственную проводимость в виде

$$\sigma_{ext} = \sigma_0 - BT^{1/2}, \tag{3}$$

а общую проводимость в виде

$$\sigma(T) = AT^{3/2} + \sigma_0 - BT^{1/2}. \qquad (4)$$

Возможность описания эксперимента формулой (4) удобно оценивать в координатах $[\sigma(T) - \sigma_0]/T^{1/2}$ от T. Единственным подгоночным параметром здесь является величина σ_0 – остаточная проводимость системы при абсолютном нуле температур. Конечный результат на рис.3 показывает, что практически идеальная линеаризация достигается в интервале 15 – 300 K.

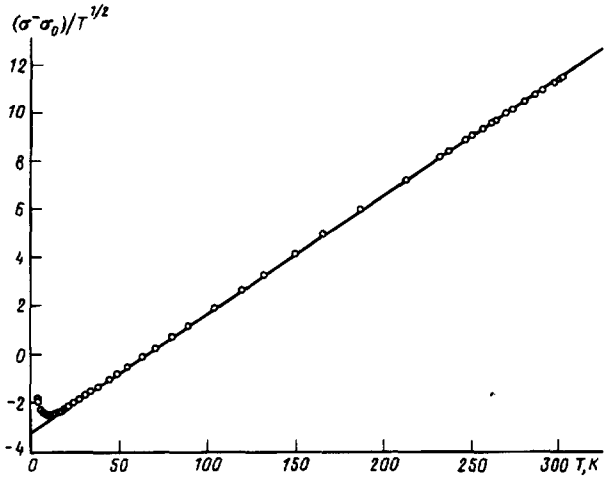

Рис.3. Описание температурной зависимости проводимости законом $T^{3/2}$ при учете несобственной проводимости квазикристалла в виде $\sigma_{ext} = \sigma_0 - BT^{1/2}$

Общая картина поведения проводимости, показанная нами для одного из образцов на рис.1–3, сохраняется для всех остальных образцов в изученном нами интервале величин $\rho_{4.2}$. Остается сравнить коэффициенты A при законе $T^{3/2}$. Максимальное значение этого коэффициента 0.06, минимальное 0.046, в среднем же $A = 0.053 \pm 13\%$. Разброс явно меньше, чем различия в величине σ_0, которая в среднем равна $224.5 \pm 30\%$. При этом надо учесть, что если разброс величин σ_0 определен с точностью определения геометрических размеров образцов, которую мы оцениваем в $\pm 5\%$, то в разброс коэффициента A, кроме этой погрешности, вносят лепту неточное знание температурной зависимости несобственной проводимости и возможные изменения основных параметров носителей заряда, эффективной массы и подвижности. Так что действительный разброс величин A составляет, по-видимому, не более $\pm 5\%$.

С учетом сказанного, полученные нами результаты можно рассматривать как экспериментальное доказательство того, что собственная проводимость квазикристаллов системы Al–Cu–Fe при низких температурах следует закону $T^{3/2}$.

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

1. C.Janot, Phys. Rev. 1, 81 (1996).
2. D.N.Basov, F.S.Pierce, P.Volkov et al., Phys. Rev. Lett. 73, 1865 (1994).
3. А.Ф.Прекул, Л.В.Номерованная, Н.И.Щеголихина и др., ФММ 82, 5 (1996).
4. Ф.Дж.Блатт, *Теория подвижности электронов в твердых телах*, Москва–Ленинград, ГИФМЛ, 1963, (F.J.Blatt, *Theory of mobility of electrons in solids*, New York, Academic Press Inc., 1957).
5. И.М.Цидильковский, *Бесщелевые полупроводники – новый класс веществ*, М.: Наука, 1986.
6. S.J.Poon, Adv. Phys. 41, 303 (1992).