Литература

[1] Панич А. М., Габуда С. П., Мамедов Н. Т. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 10. С. 3289—3291.
[2] Абдуллаева С. Г., Мамедов Н. Т., Мамедов Ш. С. и др. // Препринт № 219. Баку, 1987. 19 с.
[3] Henkel W., Hochheimer H. D., Carlone G. et al. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 5. P. 3211—3229.
[4] Бахман Р., Дисалво Ф. Дж., Джеболл Т. Х. // Приборы для научных исследований. 1972. № 2. С. 21—31.
[5] Aldzhanov M. A., Guseinov N. G., Mamedov Z. N. // Phys. St. Sol. 1987. V. A100. N 2. P. K145—K148.
[6] Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В., Сардарлы Р. М. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 38. № 7. С. 293—295.
[7] Blinc R., Seliger J., Zumev S. // J. Phys. C. 1985. V. 18. N 11. P. 2313—2321.

Институт физики АН АзССР
Баку

Поступило в Редакцию
27 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
12 июля 1988 г.

---

УДК 537.322+661.66

*Физика твердого тела, том 31, в. 1, 1989*
*Solid State Physics, vol. 31, № 1, 1989*

# ТЕРМОЭДС ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ГРАФИТА

*И. Я. Левинтович, А. С. Котосонов*

Тензор дифференциальной термоэдс, возникающей в графите при наличии градиента температуры, имеет два главных значения: $\alpha_1$ — вдоль базисной плоскости и $\alpha_3$ — вдоль оси $c$, перпендикулярной плоскости слоя. При комнатной температуре значения $\alpha_1$ и $\alpha_3$ в монокристалле графита, согласно [1], имеют не только разные абсолютные значения, но и разные знаки $\alpha_1=-9$, $\alpha_3=6$ мкВ/К, причем величина $\alpha_1$ является чувствительной функцией дефектности графитоподобных слоев [1, 2].

Цель работы заключалась в том, чтобы установить, каким образом измеряемая величина термоэдс поликристаллического графита связана с термоэдс кристаллитов в плоскости слоя $\alpha_1$.

Термоэдс поликристалла оценивали на основе симметричного варианта метода эффективной среды [3-5]. Сущность метода заключается в том, что пространство поликристалла, окружающее некий произвольно выделенный кристаллит, приближенно заменяют однородной (эффективной) средой, свойства которой совпадают с макроскопическими свойствами поликристалла. Рассмотрим для простоты изотропный поликристалл, состоящий из кристаллитов в виде равноосных полиэдров, которые будем аппроксимировать сферами. В дальнейшем будет ясно, что такие ограничения, как изотропия или форма кристаллитов, несущественны.

Создадим в поликристалле макроскопический градиент температуры $\nabla T$ вдоль некоторой оси $z$. Тогда вследствие термоэлектрического эффекта в образце возникнет макроскопическое электрическое поле напряженности $E=\alpha\nabla T$, где $\alpha$ — эффективная термоэдс поликристалла, которая в изотропном материале является скаляром. Пусть некоторый произвольно выбранный кристаллит расположен таким образом, что его ось $c$ составляет с осью $z$ угол $\theta$, а главные значения тензоров термоэдс $\alpha_{ij}$, электропроводности $\sigma_{ij}$ и теплопроводности $\lambda_{ij}$ равны соответственно $\alpha_1$, $\sigma_1$, $\lambda_1$ вдоль базисной плоскости и $\alpha_3$, $\sigma_3$, $\lambda_3$ вдоль оси $c$ кристаллита. Полагая, что объем поликристалла, окружающий данный кристаллит, представляет собой однородную среду с эффективными скалярными величинами термоэдс, электро- и теплопроводности, равными соответственно

$\alpha$, $\sigma$ и $\lambda$, найдем проекцию на ось $z$ однородных градиентов температуры $\nabla T^\circ$ и электрического поля $E^0$, возникающих внутри кристаллита [3]

$$\nabla T_z^0 = 3\lambda \nabla T \left( \frac{1}{\lambda_1 + 2\lambda} \sin^2 \theta + \frac{1}{\lambda_3 + 2\lambda} \cos^2 \theta \right), \tag{1}$$

$$E_z^0 = 3\sigma E \left( \frac{1}{\sigma_1 + 2\sigma} \sin^2 \theta + \frac{1}{\sigma_3 + 2\sigma} \cos^2 \theta \right). \tag{2}$$

Проводимость $\Lambda = \sigma$, $\lambda$ поликристалла в рамках метода эффективной среды [3] можно найти из уравнений (1), (2), приравнивая осредненные по всевозможным ориентациям кристаллитов $\nabla T_z^0$ и $E_z^0$ соответствующим макроскопическим значениям $\nabla T$ и $E$

$$\frac{3\Lambda}{\Lambda_1 + 2\Lambda} \langle \sin^2 \theta \rangle + \frac{3\Lambda}{\Lambda_3 + 2\Lambda} \langle \cos^2 \theta \rangle = 1, \tag{3}$$

где $\Lambda_i = \sigma_i$, $\lambda_i$, а угловые скобки означают операцию усреднения.

В изотропном поликристалле $\langle \sin^2 \theta \rangle = 2/3$, $\langle \cos^2 \theta \rangle = 1/3$. Так как в графитах $\Lambda_3 \ll \Lambda_1$, то с относительной погрешностью $\sim \sigma_3/\sigma_1$, $\lambda_3/\lambda_1 \lesssim 1$ получим

$$\sigma \simeq \sigma_1/2, \ \lambda \simeq \lambda_1/2. \tag{4}$$

Вследствие неоднородности потенциала по границам раздела кристаллита с эффективной средой должны возникать циркуляционные токи [5]. Внутри выделенного кристаллита плотность циркуляционного тока однородна, а ее проекция на ось $z$ равна

$$j_z^c = \left[ \sigma_1 \left( \frac{3\sigma\alpha}{\sigma_1 + 2\sigma} - \frac{3\lambda\alpha_1}{\lambda_1 + 2\lambda} \right) \sin^2 \theta + \right.$$
$$\left. + \sigma_3 \left( \frac{3\sigma\alpha}{\sigma_3 + 2\sigma} - \frac{3\lambda\alpha_3}{\lambda_3 + 2\lambda} \right) \cos^2 \theta \right] \nabla T. \tag{5}$$

По условиям измерения суммарный макроскопический ток через поликристалл отсутствует. Поэтому, усредняя $j_z^c$ по всем ориентациям кристаллитов, приравнивая полученное выражение нулю и используя (4), получим с указанной выше погрешностью

$$\alpha \simeq \alpha_1. \tag{6}$$

Таким образом, термоэдс изотропного поликристаллического графита практически совпадает с термоэдс кристаллитов в плоскости слоя $\alpha_1$. Физическая причина этого результата заключается в следующем. Кристаллит можно рассматривать как короткозамкнутую батарею из последовательно соединенных источников эдс $\alpha_1 \nabla T$ и $\alpha_3 \nabla T$ с соотношением внутренних сопротивлений $R_1/R_3 = \sigma_3/\sigma_1 \ll 1$. Циркуляционный ток, возникающий в такой цепи, имеет плотность $j_c \sim \sigma_3 (\alpha_1 - \alpha_3) \nabla T$. При этом омическая составляющая напряженности электрического поля составит $\sim j_c/\sigma_3 \sim (\alpha_1 - \alpha_3) \nabla T$ и полностью компенсирует вклад термоэлектрической составляющей поля $\alpha_3 \nabla T$. В то же время омическая составляющая поля в плоскости слоев составляет величину $\sim j_c/\sigma_1 \sim (\sigma_3/\sigma_1)(\alpha_1 - \alpha_3) \nabla T$ и пренебрежимо мала по сравнению с термоэлектрической составляющей поля $\alpha_1 \nabla T$.

Эти рассуждения не изменятся, если допустить, что кристаллиты могут иметь произвольную форму и преимущественную ориентацию в макрообъемах (макротекстуру). Действительно, как показывают наши оценки, полученный результат будет совпадать с (6), если сферическую форму кристаллитов заменить на эллипсоидальную и допустить наличие макротекстуры.[1] Кроме того, непроводящие включения, в частности поры, не

[1] Это заключение перестает быть справедливым, если кристаллиты представляют собой диски вращения с соотношением размеров осей $a_1$ вдоль плоскости слоев и $a_3$ по нормали к ним $a_3/a_1 \lesssim \lambda_3/\lambda_1$, $\sigma_3/\sigma_1$, а также при значительной анизотропии $(\langle \sin^2 \theta \rangle / \langle \cos^2 \theta \rangle \lesssim \sigma_3/\sigma_1, \lambda_3/\lambda_1)$.

оказывают влияния на наблюдаемую термоэдс при условии, что поверхности раздела не являются заряженными и не сорбируют молекул инородных примесей, которые могут давать вклад в суммарную термоэдс поликристалла.

Таким образом, термоэдс поликристаллических графитов в большинстве практически важных случаев определяется величиной $\alpha_1$.

Литература

[1] Blackman L. C. F., Dundas P. H., Ubbelohde A. R. // Proc. Roy. Soc. (London). 1960. V. 255. N 1282. P. 293—306.
[2] Blackman L. C. F., Saunders G., Ubbelohde A. R. // Proc. Roy. Soc. (London). 1961. V. A264. N 1316. P. 19—40.
[3] Оделевский В. И. // ЖТФ. 1951. Т. 21. № 11. С. 1379—1382.
[4] Stroud D. // Phys. Rev. 1975. V. B12. N 2. P. 3368—3373.
[5] Айрапетянц С. В. // ЖТФ. 1957. Т. 27. № 3. С. 478—483.

НИИграфит
Москва

Поступило в Редакцию
13 июля 1988 г.

---

УДК 538.945

*Физика твердого тела, том 31, в. 1, 1989*
*Solid State Physics, vol. 31, № 1, 1989*

# О ПРИРОДЕ СВЧ ПОГЛОЩЕНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКЕ $YBa_2Cu_3O_7$ В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*А. С. Хейфец, А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, С. В. Казаков, М. П. Тимофеев*

1. В металлооксидных керамиках систем Me—Ba(Sr)—Cu—O (Me : La, Y и др.) в сверхпроводящем состоянии было обнаружено существенное изменение СВЧ поглощения в слабых магнитных полях [1–3]. Эффект качественно объясняли переходом из мейсснеровского состояния в смешанное [1] или же свойствами керамики как макроскопической джозефсоновской среды [2, 3]. Мы приводим здесь доказательства в пользу первой точки зрения, основываясь на изучении магнитополевой и температурной зависимости эффекта. Переход в смешанное состояние в слабых полях $H \ll H_{c1}$ оказывается возможен благодаря резкому увеличению поля на поверхностных неоднородностях керамического образца [4]. Возникающее при этом СВЧ поглощение обусловлено вязким течением абрикосовских вихрей.

2. Эксперименты выполнялись на образцах керамики $YBa_2Cu_3O_7$, полученной обычным процессом помол—прессование—отжиг в двухстадийном варианте. Отжиг проводился в потоке кислорода 0.1 л/мин при 950 °С. Свежеприготовленные образцы имели $T_c=95$ К при узкой переходной области $\Delta T_c=0.5$ К.

СВЧ поглощение исследовалось на образцах объемом 1 мм$^3$ на частоте 9.4 ГГц в ЭПР спектрометре Е-112 «Varian» с проточным гелиевым криостатом «Oxford Instruments». Остаточное поле сердечника электромагнита компенсировалось полем постоянного магнита противоположной полярности.

Регистрировался сигнал производной СВЧ поглощения при $T=80$ К (рис. 1, вставка). Видно, что производная интенсивности поглощения по полю линейна в слабых полях, т. е. зависимая от поля часть поглощения имеет вид $I(H)=\gamma H^2/2$, где коэффициент $\gamma=H^{-1}dI/dH$. Зависимость коэффициента $\gamma$ от температуры представлена точками на рис. 1. Абсолют-