

СКАЧКИ МЕЖДУ МЕТАСТАБИЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ КВАЗИОДНОМЕРНОГО ПРОВОДНИКА TaS_3 С СУБМИКРОННЫМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ РАЗМЕРАМИ

Д.В.Бородин, С.В.Зайцев-Зотов, Ф.Я.Надь

Обнаружено, что в образцах квазиодномерного проводника TaS_3 малых размеров зависимость сопротивления от температуры и электрического поля имеет скачкообразный характер. Полученные результаты объясняются скачкообразным изменением деформации волны зарядовой плотности.

В реальных квазиодномерных проводниках когерентность фазы волны зарядовой плотности (ВЗП) сохраняется на конечном расстоянии, обычно существенно меньшем размеров исследуемых образцов¹. В типичном квазиодномерном проводнике орторомбическом TaS_3 длина области фазовой когерентности (ОФК) вдоль оси главной проводимости l_{\parallel} по порядку величины равняется 10 мкм, а поперечный размер ОФК l_{\perp} на 1 – 2 порядка меньше²⁻⁴. Размеры обычно используемых для исследований образцов TaS_3 – продольные (~ 1 мм) и поперечные (~ 10 мкм) – много больше l_{\parallel} и l_{\perp} соответственно. При этом эффекты, обусловленные локальным изменением фазы в отдельных ОФК усредняются и температурные и полевые зависимости сопротивления получаются сглаженными. Можно было ожидать, что в образцах с малыми размерами $\sim l_{\parallel}$ и l_{\perp} эффекты связанные с деформацией ВЗП в отдельных ОФК будут проявляться сильнее.

Нами измерялись зависимости сопротивления от температуры $R(T)$ и электрического поля в образцах орторомбического TaS_3 с длинами $10 \lesssim L \lesssim 100$ мкм и сечением $S \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ мкм², т. е. с размерами, близкими к соответствующим размерам ОФК. Метод получения образцов и контактов к ним был подобен описанному в³. Исходные образцы большого сечения ($\sim 10 - 100$ мкм²), из которых получались тонкие, были достаточно чистыми и имели пороговые поля $E_T \approx 0,25$ В/см ($T = 120$ К) и температуру перехода $T_p = 225$ К.

Общий ход зависимости $R(T)$ образцов малого сечения был качественно подобен обычному виду $R(T)$ толстых образцов. Но пайерлсовский переход был более размытым, величина T_p несколько ниже, а область "активационной" зависимости проводимости (200 – 100 К) отличалась от линейной⁵. На рис. 1 приведен участок зависимости $R(T)$ для образца сечением $\sim 10^{-2}$ мкм² и соответствующий участок для образца сечением ≈ 40 мкм² (на вставке). Наиболее существенное качественное отличие зависимостей $R(T)$ в толстых и тонких образцах заключалось в скачкообразном, а не плавном изменении сопротивления. Скачки происходили за время, меньшее постоянной времени измерительной схемы (0,3 – 1 с). Изменение сопротивления при скачке всегда происходит внутрь гистерезисной петли и его относительное значение равнялось $\sim 10\%$ в образцах длиной $L \approx 10 - 20$ мкм. Кривые $R(T)$ при понижении и повышении температуры были качественно подобны. При многократном повторении записи $R(T)$ значение температуры, при которой происходят скачки, флуктуирует, однако участки плавного изменения $R(T)$ между скачками воспроизводятся и являются безгистерезисными.

Скачкообразное изменение сопротивления наблюдается и под действием электрического поля. На рис. 2 представлена зависимость дифференциального сопротивления образца R_d от тока I . Видно, что при первом увеличении тока снятие метастабильных состояний производится скачкообразно (участок *a*), а не плавно, как в больших образцах^{6,7}. При повторных записях с выходом за пороговый ток ($I > 1,5 I_T$) кривые $R_d(I)$ имеют воспроизводимый гистерезисный вид (рис. 2) с небольшими флуктуациями моментов переключения при $I \approx I_T$. Качественно кривые R_d подобны аналогичным кривым, полученным в образцах сечением 0,1 – 1 мкм²³. При $I < I_T$ образец находится в одном из двух состояний, определяемых направлением изменения тока, аналогично результатам полученным для

NbSe_3 ⁸. При приближении к I_T наблюдаются скачкообразные изменения R_d . Величина порогового поля E_T в образцах малого сечения ($s \lesssim 10^{-2}$ мкм²) более чем на порядок превышает E_T образцов с обычными размерами и примерно на порядок E_T образцов с $s \sim 0,1 - 1$ мкм² ³ (рис. 3).

В орторомбическом TaS_3 при $T \lesssim T_p$ ВЗП несоизмерима с исходной решеткой и постепенно переходит к соизмеримости при $T \simeq 100$ К. Компонента волнового вектора ВЗП q вдоль оси главной проводимости при этом уменьшается на 2% ⁹. Наличие примесей в образцах задерживает эти изменения q и приводит к появлению метастабильных состояний и гистерезиса на $R(T)$. При этом в каждой ОФК (в домене) снятие метастабильности и деформации фазы происходит скачкообразным изменением фазы в части ОФК на величину кратную $\sim 2\pi$ ¹⁰. Этот процесс эквивалентен рождению (уничтожению) фазового солитона ^{5, 11}. В образцах с размерами близкими к размерам ОФК эти единичные скачкообразные изменения фазы должны приводить к скачкообразным изменениям его сопротивления.

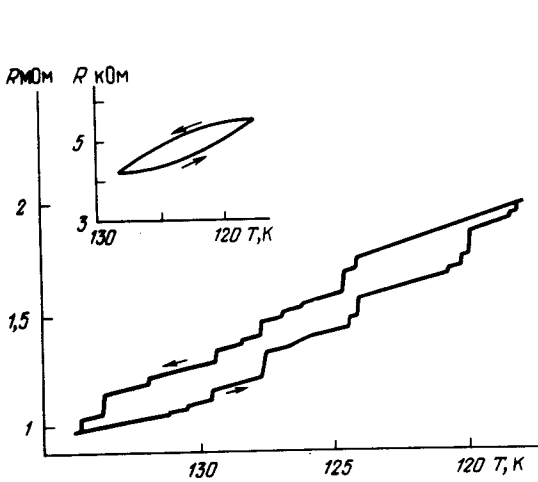


Рис. 1

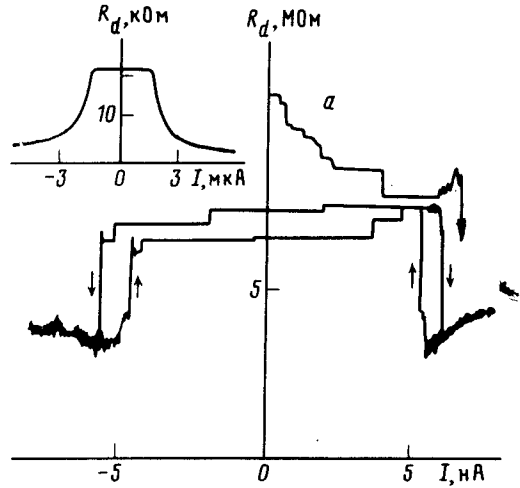


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость сопротивления от температуры в интервале 120 – 135 К для образца малого сечения (образец № 1, $L \approx 20$ мкм, $s \approx 10^{-2}$ мкм²). На вставке – аналогичная зависимость для большого образца (№ 2, $L \approx 1$ мм, $s \approx 40$ мкм²). Амплитуда тока модуляции $\tilde{I} = 10^{-2} I_T$

Рис. 2. Зависимость дифференциального сопротивления образца малого сечения (№ 1) от тока. На вставке аналогичная зависимость для образца № 2 ($T = 98$ К)

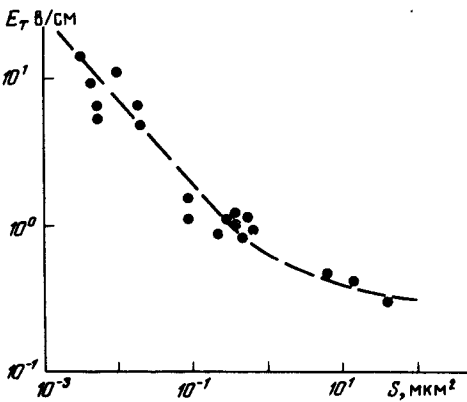


Рис. 3. Зависимость порогового поля образцов TaS_3 от площади их поперечного сечения ($T \simeq 120$ К)

Изменение значения q на δq соответствует появлению в образце дополнительного заряда $\delta\rho \sim d\varphi/dx \sim \delta q$ и сдвигу уровня химического потенциала квазичастиц $\delta\xi \sim \delta q$ ^{11, 12}. Эти эффекты были положены в основу объяснения изменения термоэдс образца TaS_3 при изменении T и E ¹¹. Сдвиг уровня химического потенциала изменяет концентрацию квазичастиц и, следовательно, их вклад в проводимость при неподвижной ВЗП ($E \ll E_T$).

Рассчитаем изменение сопротивления образца с размерами порядка размеров ОФК. При отклонении q от некоторого значения $q(T)$ в простейшем одномерном случае в образце возникает дополнительный заряд $\Delta\rho = en_0(q - q(T))/q_0$, где n_0 — число состояний определяющее величину $k_F = q_0/2$. Уравнение электронейтральности ¹² тогда можно записать в виде

$$en_0(q - q_0)/q_0 + eN_n \exp\left(-\frac{\Delta - \xi}{T}\right) = eN_p \exp\left(-\frac{\Delta + \xi}{T}\right), \quad (1)$$

где ξ — уровень химического потенциала, отсчитанный от середины пайерлсовской щели 2Δ , N_n и N_p — эффективные плотности состояний соответствующих квазичастиц. Проводимость равняется:

$$\sigma = eN_n \mu_n \exp\left(-\frac{\Delta - \xi}{T}\right) + eN_p \mu_p \exp\left(-\frac{\Delta + \xi}{T}\right), \quad (2)$$

где μ_n и μ_p — подвижности квазичастиц. Полагая для простоты $N_n = N_p = N$ и $\mu_n = \mu_p = \mu$ из (1) и (2) получим

$$\sigma = en_0 \mu \frac{q - q_0}{q_0} \operatorname{cth}\left(-\frac{\xi}{T}\right), \quad (3)$$

где зависимость ξ от $q - q_0$ определяется выражением (1). В орторомбическом TaS_3 $(q - q_0) > 0$ ⁹, что в соответствии с (3) дает p -тип проводимости. Этот результат согласуется с экспериментальными исследованиями термоэдс ^{11, 13}, эффекта Холла ¹⁴ и расположением равновесных значений R внутри петли гистерезиса ^{6, 7} (см. (2)).

В этом случае из (1) и (2) следует $\sigma = en_0 \mu (q - q_0)/q$, что эквивалентно $\operatorname{cth}(-\xi/T) \approx 1$ в (3). Появление в ОФК длиной l скачка фазы 2π меняет электропроводность на $\delta\sigma = en_0 \mu \delta q/q_0 = en_0 \mu \lambda_0/l$, где $\delta q = 2\pi/l$, $\lambda_0 = 2\pi/q_0$ — период соизмеримой ВЗП. Соответствующее изменение сопротивления $\delta R = (\sigma_0/\sigma^2)$. $(\mu(T)/\mu)\lambda_0$, где $\sigma = en_0 \mu_0$ — проводимость, а μ_0 — подвижность при $T > T_p$. Отметим, что величина δR не зависит от длины ОФК. Относительное изменение сопротивления образца длиной L , в одной из ОФК которого произошел скачок фазы на 2π , равняется $\delta R/R = \sigma_0 \mu(T) \lambda_0 / \sigma(T) \mu_0 L$. Подстановка наших экспериментальных данных $\sigma_0/\sigma(120 \text{ К}) \approx 10^2$ и $\lambda_0/L \sim 10^{-4}$ ($L \approx 10 - 20$ мкм) и значения $\mu(T)/\mu_0 \approx 10^{14}$ дает $\delta R/R \sim 10\%$, что хорошо согласуется с экспериментом (рис. 1). Таким образом, появление (или исчезновение) в ОФК скачка фазы на величину $\sim 2\pi$, что эквивалентно рождению (или исчезновению) фазового солитона и чему соответствует появление заряда $\sim 2e$ на каждую цепочку, может быть обнаружено по изменению сопротивления малого образца на легко измеряемую величину $\sim 10\%$. В образцах с конечным малым числом дефектов характер скачков на зависимости $R(T)$ отражает индивидуальные черты сил пиннинга и их пространственное распределение. При фиксированной температуре проводимость определяется конкретной реализацией пространственного распределения фазы ВЗП в образце. В некотором смысле это явление аналогично изменению проводимости мезоскопического образца при изменении пространственного распределения примесей ¹⁵.

Аналогичным образом объясняется и зависимость $R_d(I)$. Приложение поля снимает остаточную температурную деформацию ВЗП и R_d скачками приближается к значению, близкому к равновесному (рис. 2). Наличие скачков на $R_d(I)$ при $I < I_T$ обусловлено деформирующим действием поля и при $I < I_T$. Гистерезис зависимости $R_d(I)$ и бистабильность — остаточной деформацией ВЗП после приложения поля ^{11, 16}.

Помимо примесей и контактов в образцах малых размеров $\sqrt{s} \sim l_1$ ВЗП, по-видимому, может сильно пиннинговаться также и на поверхности образца. Этим скорее всего и объясняется наблюдаемый рост порогового поля (рис. 3) ¹⁶.

Авторы выражают благодарность Я.С.Савицкой за предоставление образцов, А.Б.Ормонту за определение размеров образцов на электронном микроскопе, С.А.Бразовскому и В.Я.Покровскому за полезные обсуждения.

Литература

1. *Ефетов К.Б., Ларкин А.И.* ЖЭТФ, 1977, 72, 2359; *Fukuyama H., Lee P.A.* Phys. Rev., 1978, B17, 535; *Lee P.A., Rice T.M.* Phys. Rev., 1979, B19, 3970.
2. *Mihaly L., Gruner G.* Solid State Comm., 1984, 50, 807.
3. *Бородин Д.В., Зайцев-Зотов С.В., Надь Ф.Я.* ЖЭТФ, 1986, 90, 318.
4. *Chen C.H., Fleming R.M.* Solid State Comm., 1983, 48, 777.
5. *Nad' F.Ya.* In: Proceeding of the International Conference on Charge Density Wave in Solids, Budapest, Hungary 1984, ed. by Gy. Hutiray and J. Solyom, Lecture Notes in Physics, vol. 217 (Springer-Verlag, Berlin, 1985), p. 286.
6. *Hutiray Gy., Mihaly G., Mihaly L.* Solid State Comm., 1983, 47, 737.
7. *Иткис М.Е., Надь Ф.Я.* Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума "Неоднородные электронные состояния", Новосибирск, 1984, стр. 136.
8. *Ong N.P., Duggan D.D., Kalem C.B., Jing T.W., Lee P.A.* In ⁵, p. 387.
9. *Wang Z.Z., Salva H., Monceau P., Renard M., Roucau C., Ayroles R., Levy F., Gumas L., Meerchant A.* J de Phys., 1983, 44, L311.
10. *Nakanishi K.* J. Phys. Soc., Japan, 1979, 46, 1434.
11. *Иткис М.Е., Надь Ф.Я., Покровский В.Я.* ЖЭТФ, 1986, 90, 307.
12. *Артеменко С.Н., Волков А.Ф.* ЖЭТФ, 1981, 81, 1872.
13. *Fisher B.* Solid State Comm., 1983, 46, 227; *Higgs A.W.* In ⁵, p. 442.
14. *Латышев Ю.И., Савицкая Я.С., Фролов В.В.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 446.
15. *Landauer R.* In "Localization, Interaction and Transport Phenomena" edit. by B. Kramer, G. Bergmann and Bruynsraede. Springer Series in Solid State Physics, 61, p. 38.
16. *Gill J.C.* In ⁵, p. 377.