

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОГО КВАЗИОДНОМЕРНОГО ПАЙЕРЛСОВСКОГО ДИЭЛЕКТРИКА TaS_3

В.Б.Преображенский, А.Н.Талденков, И.Ю.Кальнова

Обнаружена сильная немонотонная зависимость проводимости TaS_3 от одноосной деформации образца в широком диапазоне температур вблизи и ниже температуры пайерлсовского перехода. Обсуждаются возможные механизмы, объясняющие наблюдаемые явления.

Благодаря своим ярко выраженным низкоразмерным свойствам трисульфид тантала представляет собой наиболее удобный материал для экспериментального изучения свойств

квазиодномерного электронного газа. При $T_p = 215$ К TaS_3 переходит из высокотемпературной металлической фазы в состояние пайерлсовского диэлектрика с "почти соизмеримой" ($\lambda \approx 4$ с) волной зарядовой плотности (ВЗП) ^{1,2}. В этом состоянии он обнаруживает ряд необычных свойств, связанных с существованием и движением ВЗП: сильно нелинейную проводимость, аномально большую диэлектрическую проницаемость ($\epsilon \approx 10^7$), генерацию высокочастотных электрических колебаний при движении ВЗП ^{1,3}.

В настоящее время наименее изученные аспекты квазиодномерной проводимости связаны с переходами типа соизмеримость – несоизмеримость в системах с ВЗП и влиянием взаимодействия между проводящими цепочками на подвижность носителей заряда и саму стабильность одночастичных возбуждений в квазиодномерных проводниках ⁴. Решение этих вопросов требует систематического изучения свойств квазиодномерных соединений при изменении параметров решетки.

Нами исследовано влияние одноосной деформации растяжения S вдоль направления проводящих цепочек (ось c) на электропроводность σ^{\parallel} орторомбического TaS_3 в диапазоне температур $65 \div 315$ К, включающем область существования ВЗП, где проводимость в слабых полях обусловлена термическим возбуждением носителей через пайерлсовскую щель, и область металлической проводимости.

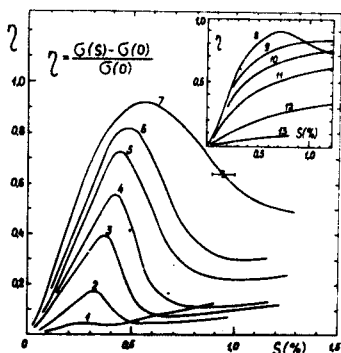


Рис. 1. Зависимость относительного изменения электропроводности TaS_3 от деформации при различных температурах: 1 – 65 К; 2 – 95 К; 3 – 125 К; 4 – 145 К; 5 – 165 К; 6 – 175 К; 7 – 185 К. На вставке: эволюция деформационных кривых вблизи пайерлсовского перехода (8 – 199 К; 9 – 206 К; 10 – 211 К; 11 – 217 К; 12 – 232 К; 13 – 264 К)

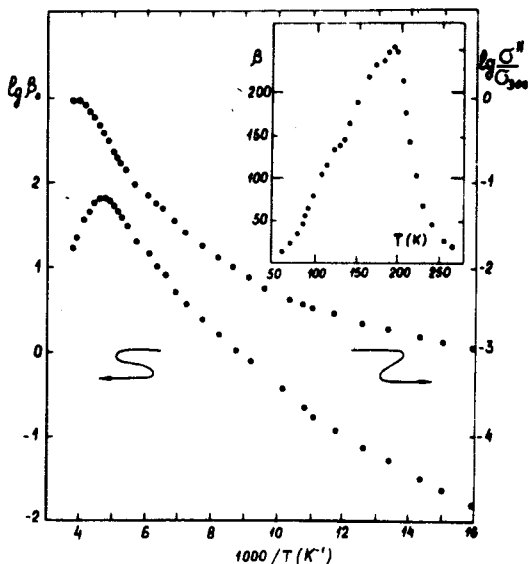


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента $\beta_0 = \frac{1}{\sigma(0, 300)} \frac{\partial \sigma(S, T)}{\partial S}$ и нормированной электропроводности $\sigma^{\parallel} / \sigma_{300}$. На вставке: температурная зависимость коэффициента тензочувствительности $\beta = \frac{1}{\sigma(0, T)} \frac{\partial \sigma(S, T)}{\partial S}$

Образцы орторомбического TaS_3 в виде нитевидных кристаллов с характерным поперечным размером в несколько микрон и длиной $3 \div 5$ мм были получены по методу, описанному нами ранее ³. Одноосное растяжение образцов осуществлялось с помощью трансформатора деформаций, предложенного в ⁵. Образцы крепились к растягивающему устройству серебряной пастой, служившей одновременно токоподводящим электродом, либо с помощью прижимных контактов из золота. Оба способа дают идентичные результаты. Чтобы избежать нелинейного вклада в проводимость, измерения проводились в слабых полях ($E < 100$ мВ/см) на постоянном токе или переменном токе частотой 66 Гц.

Для всех исследованных образцов наблюдаются следующие характерные особенности (рис. 1). Изменения проводимости при $S < 2\%$ являются полностью обратимыми. При ма-

лых растяжениях и температурах выше 80 К проводимость линейно растет с деформацией. Коэффициент тензочувствительности

$$\beta(T) = \frac{1}{\sigma(0, T)} \frac{\partial \sigma(S, T)}{\partial S}$$

(рис. 2) несколько меняется от образца к образцу, более того, после многократных (> 50) циклов растяжения образца β возрастает (\sim на 20%), в то время как $\sigma(0, T)$ сохраняется неизменной по крайней мере с точностью до 3% (рис. 2). При больших растяжениях проводимость резко падает. Величина деформации S^* , при которой происходит наиболее резкое падение проводимости, сильно зависит от температуры (вставка на рис. 3).

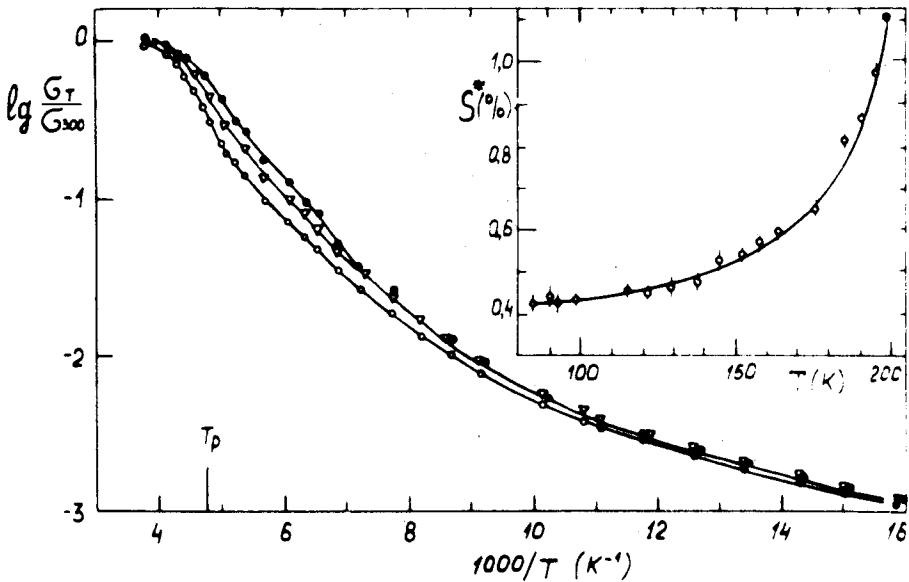


Рис. 3. Зависимость нормированной электропроводности от $1/T$ при трех фиксированных значениях деформации образца: 1 - $S = 0$; 3 - $S = 0,25\%$; 2 - $S = 0,45\%$; ($\sigma_{300} \approx 2 \cdot 10^3$ (Ом · см)⁻¹). На вставке: температурная зависимость S^* . Сплошная линия соответствует уравнению $S^* =$

$$= \frac{A}{(T_p - T)^{1,04}} + C$$

Следует отметить, что изменения проводимости TaS₃ при деформации неожиданно велики и почти на порядок превосходят эффекты, наблюдаемые в обычных металлах и полупроводниках в отсутствие структурных и электронных фазовых переходов. В других квазиодномерных материалах подобные исследования не проводились.

Зависимость проводимости TaS₃ от деформации может быть обусловлена как изменением подвижности носителей, так и изменением величины пайерлсовской щели Δ , связанным с изменением ширины зоны проводимости и фононного спектра. При этом следовало бы ожидать, что уменьшение ширины зоны проводимости (и соответственно энергии Ферми ϵ_F) является доминирующим фактором. Из

$$\Delta \sim \epsilon_F \exp\left(-\frac{1}{\lambda}\right), \quad (1)$$

где $\tilde{\lambda} = g^2 / \omega_Q \epsilon_F$ (g - константа электрон-фононной связи, ω_Q - частота фононной моды $Q = 2k_F$) следует, что производная

$$\frac{1}{\Delta} \frac{d\Delta}{d\epsilon_F} = -\frac{1}{\epsilon_F} \left(\frac{1-\lambda}{\lambda}\right)$$

всегда отрицательна, и следовательно, проводимость должна была бы уменьшаться при растяжении образца. Таким образом, изменение ширины щели не может объяснить поведение $\sigma(S)$ — по крайней мере при малых деформациях. Более того, если предположить, что увеличение проводимости при деформации обусловлено изменением ширины щели, то экспериментально наблюдаемому почти двухкратному росту проводимости должно соответствовать уменьшение Δ приблизительно на 15%. Однако, как это видно из рис. 3, ширина щели TaS_3 (и связанная с ней T_p) практически не меняются при деформации.

Таким образом, наблюдаемая нами деформационная зависимость проводимости связана в основном с изменениями подвижности, а не с изменением ширины щели.

Зависимость относительного изменения проводимости η от деформации может быть представлена в общем виде:

$$\eta(S) = \alpha_1 S_{\parallel} + \alpha_2 S_{\parallel}^2 + \alpha_3 S_{\perp} + \alpha_4 S_{\perp}^2 + \alpha_5 S_{\perp} S_{\parallel} + \dots, \quad (2)$$

где S_{\parallel} и S_{\perp} связаны друг с другом соотношением Пуассона. При всестороннем сжатии до 13 кбар наблюдается ⁶ приблизительно двухкратное увеличение проводимости TaS_3 . Поскольку в наших опытах изменение проводимости при малых растяжениях линейно зависит от деформации и имеет тот же знак, что и при всестороннем сжатии образцов в ⁶, следует предположить, что они связаны не с первым и вторым членами в (2), а в основном с третьим членом, учитывающим поперечное сжатие образца, сопровождающееся сближением проводящих нитей.

Коэффициент $\beta_0 = \frac{1}{\sigma(0, 300)} \frac{\partial \sigma(S, T)}{\partial S}$ меняется с температурой по активационно-

му закону с $E_{\beta} \cong 800$ К. При этом E_{β} так же, как и E_{σ}^{\perp} — энергия активации проводимости в направлении, перпендикулярном цепочкам, — приблизительно постоянна во всем исследованном диапазоне температур, в то время как E_{σ}^{\parallel} уменьшается приблизительно в три раза при $T < 100$ К (рис. 2). Это также подтверждает предположение о том, что рост проводимости при деформации связан с усилением взаимодействия между цепочками.

Рассмотрим некоторые из возможных механизмов, приводящих к сильной зависимости продольной проводимости от поперечного сжатия образца. Если в квазиодномерном материале имеются дефекты структуры, препятствующие движению носителей заряда вдоль цепочки, то продольная проводимость становится зависимой от перехода электронов с цепочки на цепочку в обход "непроводящего" участка. При этом продольная проводимость должна увеличиваться при уменьшении расстояния между цепочками. В TaS_3 такими дефектами, наряду с разрывами нитей, могут быть также "непроводящие" участки цепочек с иным зарядовым состоянием атомов серы, подобно тому, как это наблюдается в $NbSe_3$.

Известно, что в слабо связанной одномерной системе невозможно существование свободных носителей заряда, поскольку из-за сильной поляризации ВЗП они превращаются за времена порядка $1/\omega_{ph}$ в менее подвижные солитоны или поляроны ⁴. Наличие связи между цепочками должно приводить к подавлению этой неустойчивости, т.е. увеличению времени жизни носителей. В этом случае поперечное сжатие образца также будет способствовать увеличению проводимости.

Таким образом, хотя причина наблюдаемых нами сильных изменений проводимости остается неясной, совокупность полученных данных показывает, что эти изменения связаны, по-видимому, со специфической для квазиодномерных систем зависимостью подвижности носителей заряда от взаимодействия между цепочками.

Авторы благодарны И.К.Кикоину за постоянное внимание к работе, С.А.Бразовскому, Ю.П.Гайдукову, В.Л.Покровскому, В.И.Ожогину и Д.И.Арнольду за полезные обсуждения.

Литература

1. *Sambongi T., Tsutsumi K.* Solid State Comm., 1977, 22, 729.
2. *Wang Z.Z., Monseau P., Salva H.* J. Physique Lett., 1983, 44, L311.
3. *Жилинский С.К., Иткис М.Е., Кальнова И.Ю., Надь Ф.Я., Преображенский В.Б.* ЖЭТФ, 1983, 85, 362.
4. *Brasovskii S., Kirova N., Yakovenko V.* J. Physique, 1983, 44, C3-1525.
5. *Гайдуков Ю.П., Данилова Н.П., Щербина-Самойлова М.Б.* ПТЭ, 1979, №1, 250.
6. *Ido M., Tsutsumi K., Sambongi T., Mori N.* Solid State Comm., 1979, 29, 399.

Поступила в редакцию

6 июля 1984 г.
