

## ЭФФЕКТ ХОЛЛА ПРИ ПАЙЕРЛСОВСКОМ ПЕРЕХОДЕ В TaS<sub>3</sub>

Ю. И. Латышев, Я. С. Савицкая, В. В. Фролов

Установлен положительный знак и активационный характер температурной зависимости константы Холла в TaS<sub>3</sub> ниже температуры пайерлсовского перехода  $T_p$ . Обнаружено аномальное уменьшение холловской подвижности носителей в области  $T \gtrsim T_p$ .

Первые исследования эффекта Холла в NbSe<sub>3</sub><sup>1,2</sup> показали плодотворность этой методики для изучения пайерлсовского состояния в квазиодномерных проводниках. Так, например, в<sup>3</sup>, основываясь на холловских измерениях было доказано существование электронно-дырочных карманов в NbSe<sub>3</sub> в области температур ниже второго пайерлсовского перехода.

На другом, интенсивно исследуемом квазиодномерном соединении класса MX<sub>3</sub>, орторомбическом TaS<sub>3</sub>, холловские измерения проводились пока только при комнатной температуре<sup>4</sup>. До последнего времени в TaS<sub>3</sub> не был точно установлен знак носителей, поскольку измерения в<sup>4</sup> велись на переменном токе, а имевшиеся работы по термоэдс<sup>5,6</sup> противоречили друг другу. Главное же, с помощью эффекта Холла в TaS<sub>3</sub> еще не изучался пайерлсовский переход ( $T_p = 210$  К) и само пайерлсовское состояние. Это обстоятельство и определило задачу настоящей работы.

Образцы орторомбического TaS<sub>3</sub> получали кристаллизацией из газовой фазы<sup>7</sup>. Холловская ЭДС измерялась на постоянном токе в направлении кристаллографической оси *b*, измерительный ток пропусклся вдоль образца, в направлении оси *c*, а поле *H* было направлено по *a*. При этом электрическое поле вдоль образца не превышало 0,3 В/см, что соответствовало омическому характеру проводимости. Поперечные контакты изготавливались по методике, подробно описанной в<sup>7</sup>. Температура образца контролировалась калиброванным кремниевым диодом и поддерживалась постоянной с помощью автоматического моста с точностью 40 мК. Холловская ЭДС измерялась фотокомпенсационным нановольтметром Ф-138.

При комнатной температуре было измерено шесть образцов, на всех них константа Холла  $R_x$  была положительной. Величина  $R_x$  при комнатной температуре составляла в среднем  $3,5 \pm 0,7 \cdot 10^{-3}$  см<sup>3</sup>/Кл, в пять раз больше, чем в работе<sup>4</sup>. Зависимость холловской ЭДС от магнитного поля была линейной при комнатной температуре (рис.1) и сохраняла линейный вид при температурах ниже пайерлсовского перехода во всем исследованном температурном интервале.

Типичная зависимость  $R_x$  от температуры представлена на рис.2. Как видно из этого рисунка, в области 400 – 260 К  $R_x$  практически не зависит от температуры, затем в области пайерлсовского перехода она, оставаясь положительной, резко увеличивается примерно на порядок и, наконец, ниже 160 К выходит на активационную зависимость  $R_x \sim \exp \Delta/T$  с энергией активации  $\Delta = 1000$  К. Отклонения зависимости  $\lg R_x (1/T)$  от этой прямой вплоть до 80 К не наблюдалось. При понижении температуры от 260 до 80 К  $R_x$  возрастала, не меняя знака, в  $2 \cdot 10^4$  раза

Полученные результаты (в предположении справедливости зонной модели) указывают на то, что в исследованной температурной области проявляется вклад носителей одного типа, дырочного (см. также<sup>6</sup>). В этом случае должно быть равно нулю поперечное магнетосопротивление<sup>3</sup>. Проведенные измерения показали, что  $\frac{\rho_{||}(H) - \rho_{||}(0)}{\rho_{||}(0)}$  действительно равно нулю с экспериментальной точностью ( $10^{-3}$ ) во всей области  $400 \text{ К} > T > 80 \text{ К}$  и в полях до 8 кЭ. В этом случае  $R_x$  выражается только через концентрацию носителей  $p$ :  $R_x =$

$= (\text{pec})^{-1}$  (1), а анизотропия проводимости определяется анизотропией подвижности:  $\mu_{\parallel} = (\rho_{\parallel} \text{pe})^{-1}$  (2),  $\mu_{\perp} = (\rho_{\perp} \text{pe})^{-1}$  (3).

Из измерений  $R_x$  и  $\rho_{\parallel}$ ,  $\rho_{\perp}$  при комнатной температуре получаем  $p_{300} = 1,8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_{\parallel 300} = 10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $\mu_{\perp 300} = 0,06 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . С понижением температуры концентрация носителей падает  $p_{80} = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а их подвижность растет  $\mu_{\parallel 80} = 250 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $\mu_{\perp 80} = 0,38 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Уменьшение концентрации дырок свидетельствует о том, что энергетическая щель открывается в  $\text{TaS}_3$ , как и в случае  $\text{NbSe}_3$ <sup>3</sup>, на дырочной стороне поверхности Ферми, но в отличие от  $\text{NbSe}_3$  в  $\text{TaS}_3$ , по-видимому, не остается карманов свободных носителей на поверхности Ферми ниже температуры пайерлсовского перехода. На это указывает тот факт, что рост  $R_x$  до 80 К идет по активационному закону без каких-либо следов насыщения (рис.2) и тот известный факт, что  $\rho(T)$  в  $\text{TaS}_3$  продолжает расти вплоть до гелиевых температур<sup>8</sup>. Во всяком случае, при 80 К концентрация носителей в  $\text{TaS}_3$  уже на порядок меньше, чем соответствующая концентрация носителей в „карманах” в  $\text{NbSe}_3$  при 2 К.

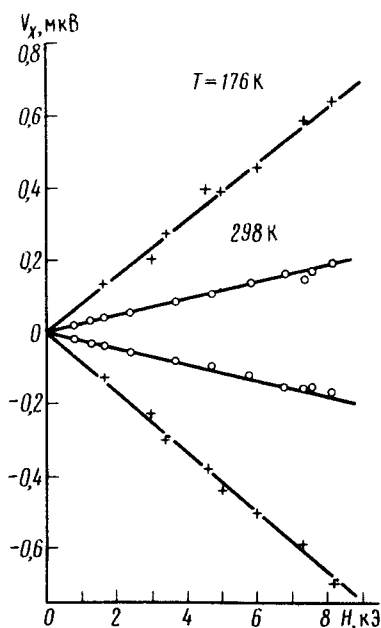


Рис.1

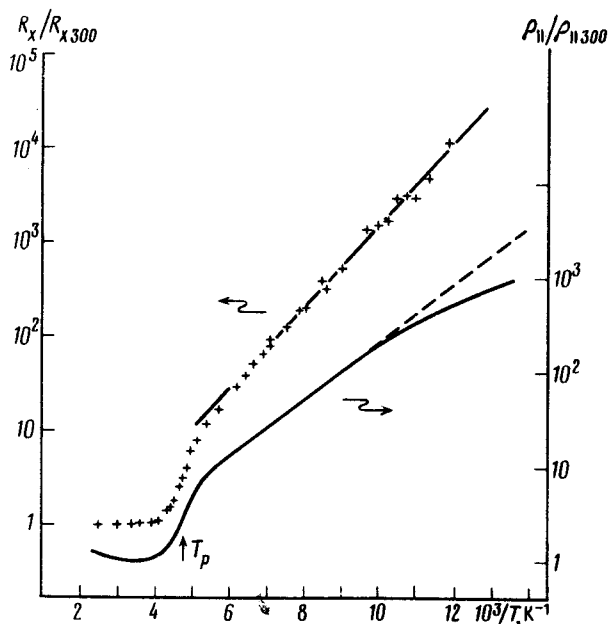


Рис.2

Рис.1. Зависимость холловской ЭДС  $V_x$  от величины  $H$  (образец № 3). Две ветви соответствуют противоположным направлениям магнитного поля. При  $T = 176 \text{ К}$  ток через образец составлял 0,36 мА, при 298 К – 2,07 мА. Размеры образца 4,6 x 0,06 x 0,033 мм<sup>3</sup>

Рис.2. Температурные зависимости константы Холла и удельного сопротивления (в продольном направлении) образца № 3, нормированные на собственные значения при 300 К.  $R_{x300} = 4,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{Кл}$ ,  $\rho_{\parallel 300} = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}$

Сравнение температурных зависимостей  $R_x(T)$  и  $\rho(T)$ , представленных на рис.2, показывает, что увеличение  $R_x$  с понижением температуры при  $T < 160 \text{ К}$  происходит с большей энергией активации, чем рост  $\rho$ . Это, очевидно, связано с тем, что рост  $R_x$  определяется только вымораживанием носителей, тогда как рост  $\rho$  частично компенсируется увеличением их подвижности при понижении температуры.

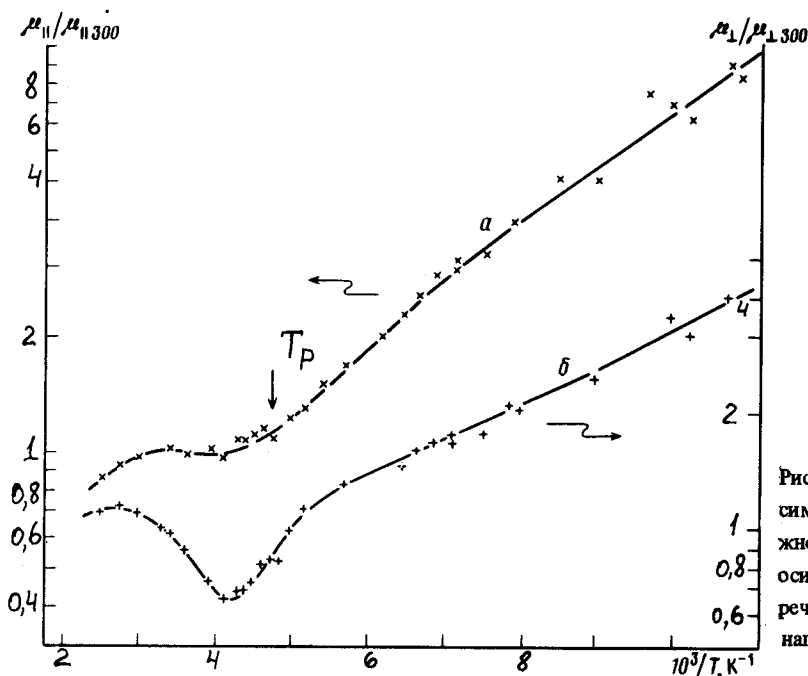


Рис.3. Температурные зависимости холловской подвижности в продольном, вдоль оси  $c$  (кривая  $a$ ) и в поперечном, по оси  $b$ , (кривая  $b$ ) направлениях. Образец № 3

Из сравнения  $R_x(T)$  и  $\rho(T)$  в области температур ниже 110 К следует, что отклонение  $\rho(T)$  от активационной зависимости в этой области <sup>8,9</sup> не связано с изменением величины пайерлсовской щели, поскольку зависимость  $R_x(T)$  в этой области идет с постоянной энергией активации. Мы не наблюдали также никаких особенностей в зависимости  $R_x(T)$  в области 140 – 160 К, соответствующей переходу несоизмеримость – соизмеримость в орторомбическом  $TaS_3$  <sup>10</sup>.

В области 400 – 260 К концентрация носителей постоянна и не зависит от температуры. Уменьшение  $\rho$  начинает происходить с температур, на 50 К превышающих температуру пайерлсовского перехода и при  $T = T_p$  ( $T_p$  определялась по положению резкого максимума  $\frac{d \lg \rho}{d 1/T}$ ) уменьшается уже в три раза, что указывает на наличие щели в области  $T \gtrsim T_p$ .

В этой температурной области нами было обнаружено аномальное уменьшение холловской подвижности носителей (рис.3). Значения подвижности при разных температурах определялись из одновременных измерений  $R_x(T)$  и  $\rho(T)$  в соответствии с (2). Как видно из рис.3 (кривая  $a$ ), на фоне общего роста  $\mu(T)$  с понижением температуры в области, непосредственно предшествующей  $T_p$ , наблюдается уменьшение подвижности. Максимальный „провал” в  $\mu(T)$  достигается при 220 – 210 К.

Мы предположили, что аномалия температурной зависимости подвижности носителей связана со смягчением фононного спектра в области, предшествующей пайерлсовскому переходу, поскольку смягчение фононной частоты (см., например, <sup>11</sup>) увеличивает амплитуду рассеяния на мягком фононе с понижением температуры  $T \rightarrow T_p$ . Это дополнительное рассеяние и проявляется в уменьшении подвижности носителей.

В силу 3-мерности фононного спектра подобное уменьшение подвижности ожидалось увидеть и в поперечном направлении. Специально проведенные измерения  $\rho_{\perp}(T)$  вместе с  $R_x(T)$  показали, что это, действительно, наблюдается на эксперименте (рис.3, кривая  $b$ ). При этом относительные уменьшения подвижностей в продольном и поперечном направлениях оказываются одного порядка  $\delta\mu_{\parallel}/\mu_{\parallel} \approx \delta\mu_{\perp}/\mu_{\perp}$ .

Аналогичные аномалии подвижности, по всей видимости, должны наблюдаться и на других квазиодномерных соединениях при  $T \rightarrow T_p$ .

Авторы выражают благодарность А.Ф.Волкову, С.Н.Артеменко и Е.Н.Долгову за ценные замечания при обсуждении результатов работы.

## Литература

1. *Fleming R.M., Polo J.A., Coleman R.V.* Phys. Rev., 1978, B17, 1634.
2. *Ong N.P., Monceau P.* Solid State Comm., 1978, 26, 487.
3. *Ong N.P.* Phys. Rev., 1978, B18, 5272.
4. *Ong N.P., Tessema G.X., Verma G., Eckert J.C., Savage J., Khanna S.K.* Mol. Cryst. Liq. Cryst., 1982, 81, 41.
5. *Allgeyer R., Suits B.H., Brown F.C.* Solid State Comm., 1982, 43, 207.
6. *Fisher B.* Solid State Comm., 1983, 46, 227.
7. *Зыбцев С.Г., Латышеев Ю.И., Савицкая Я.С., Фролов В.В.* Препринт ИРЭ АН СССР, № 11, 1983.
8. *Жилинский С.К., Иткис М.Е., Кальнова И.Ю., Надь Ф.Я., Преображенский В.Б.* ЖЭТФ, 1983, 85, 362.
9. *Zettl A., Grüner G., Thompson A.H.* Phys. Rev., 1982, B26, 5760.
10. *Wang Z.Z., Salva H., Monceau P., Renard M., Roucau C., Ayroles R., Levy F., Guemas L., Meerschaut A.* J. Physique Lett., 1983, 44, L 311.
11. *Горьков Л.П., Долгов Е.Н., Лебедь А.Г.* ЖЭТФ, 1982, 82, 613.

Институт радиотехники  
и электроники  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
23 сентября 1983 г.