

ПРОВОДИМОСТЬ ЛЕГИРОВАННОГО ГЕРМАНИЯ ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

И. С. Шлимак, Е. И. Никулин

Как известно, проводимость легированного германия при низких (гелиевых) температурах определяется механизмом "проводимости по примесям" [1]. В области малых концентраций примесей – это так называемая "прыжковая" проводимость, в области же больших концентраций механизм проводимости по примесям до конца не понятен. Однако и в том, и в другом случае экспериментальные точки зависимости логарифма удельного сопротивления от обратной температуры, измеряемые в интервале 4,2 – 1,3°К, хорошо аппроксимируются прямой линией, т.е. наблюдается постоянная энергия активации ϵ . Она отражает разность энергий между уровнем Ферми и теми примесными состояниями, которые вносят наибольший вклад в проводимость. Можно ожидать, однако, что при понижении температуры наибольший вклад в проводимость начнут давать состояния, расположенные ближе к уровню Ферми, т.е. энергия активации проводимости с понижением температуры будет непрерывно уменьшаться. Для прыжковой проводимости Моттом было показано, что в этом случае $\epsilon \sim T^{3/4}$ или $\lg \rho \sim T^{-1/4}$ [2]. Такого типа проводимость наблюдалась в аморфном германии.

Целью настоящей работы являлось обнаружение проводимости по состояниям, все более близким к уровню Ферми, в случае проводимости по примесям. Для этого было необходимо существенно расширить температурный интервал измерения этой проводимости в область температур ниже 1°К. Особые требования предъявлялись и к однородности распределения примесей в образцах с тем, чтобы уменьшение ϵ не могло быть связано с шунтированием образца областями с повышенной концентрацией примесей. По этой причине для исследования были взяты образцы р-Ge, в которых мелкие примеси вводились в "чистый" материал с помощью ядерных трансмутаций при облучении образцов в атомном реакторе медленными нейтронами. При этом в зависимости от дозы облучения получались образцы р-типа с различной концентрацией примесей, но с постоянной компенсацией $K = 0,40$ [3]. Специальные опыты показали высокую степень однородности распределения легирующих примесей в таких образцах.

Сверхнизкая температура получалась при адиабатическом размагничивании парамагнитной соли — хромо-калиевых квасцов $\text{CrK}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$. Температура измерялась по магнитной восприимчивости соли. Использовались две методики создания теплового контакта между образцом и блоком парамагнитной соли. В одной из них блок соли был выполнен в виде цилиндра с отверстием по оси. Образец свободно, без напряжений, помещался внутри цилиндра, токовые и потенциальные концы, выполненные из медной фольги, приклеивались к соли, что обеспечивало хороший тепловой контакт при $T \geq 0,1^\circ\text{K}$. Во втором случае образец находился в контейнере с водно-глицериновым раствором квасцов. При охлаждении раствор затвердевал, что приводило к всестороннему сжатию образца. Тепловой контакт между солью и образцом в этом случае был достаточно надежным уже при $T \geq 0,07^\circ\text{K}$. Зависимость удельного сопротивления ρ от T^{-1} для четырех исследованных образцов, снятая в интервале $4,2 - 1,3^\circ\text{K}$ с помощью обеих методик,

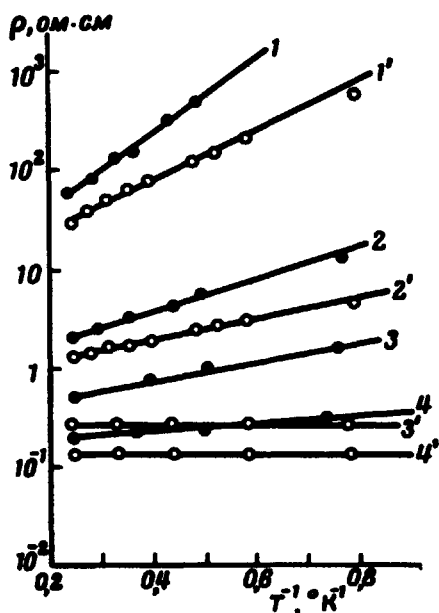


Рис. 1. Зависимости удельного сопротивления от T^{-1} в обычном интервале температур ($4,2 - 1,3^\circ\text{K}$), снятые с помощью двух различных методик (пояснения в тексте); номера у кривых соответствуют номерам образцов с $N_{\text{Ga}} \text{ см}^{-3}$: 1. — $3,5 \cdot 10^{16}$; 2. — $8,2 \cdot 10^{16}$; 3. — $1,3 \cdot 10^{17}$; 4. — $2,0 \cdot 10^{17}$ $K = N_D/N_A = 0,40$ — для всех образцов

показана на рис. 1. Из рисунка видно, что всестороннее сжатие (сплошные точки на рисунках) увеличило ϵ , а также позволило перевести два образца с металлическим характером проводимости в состояние с $\epsilon \neq 0$. Таким образом, применение второй методики позволило с имеющимися образцами получить более широкий набор кривых.

На рис. 2 показаны эти же зависимости ρ от T^{-1} вплоть до $0,1^\circ\text{K}$. Из рисунка ясно видно, что энергия активации проводимости по примесям не остается постоянной, а непрерывно уменьшается с понижением температуры. Для слабо легированного образца 1 кривая зависимости удельного сопротивления от обратной температуры хорошо описывается законом $\lg \rho \sim T^{-1/4}$, с увеличением концентрации пока-

затель степени увеличивается: для образца 2 $\lg \rho \sim T^{-0.5}$, для образца 3 $\lg \rho \sim T^{-0.75}$. То обстоятельство, что не у всех образцов обнаружен закон $T^{-1.4}$, предсказанный Моттом, не является неожиданным, поскольку проводимость этих образцов не описывается простым прыжковым механизмом. Следует отметить, что кривые имеют плавный вид, начиная от 4,2°K, так что кажущаяся прямолинейность в интервале 4,2 – 1,3°K обусловлена лишь узостью температурного интервала.

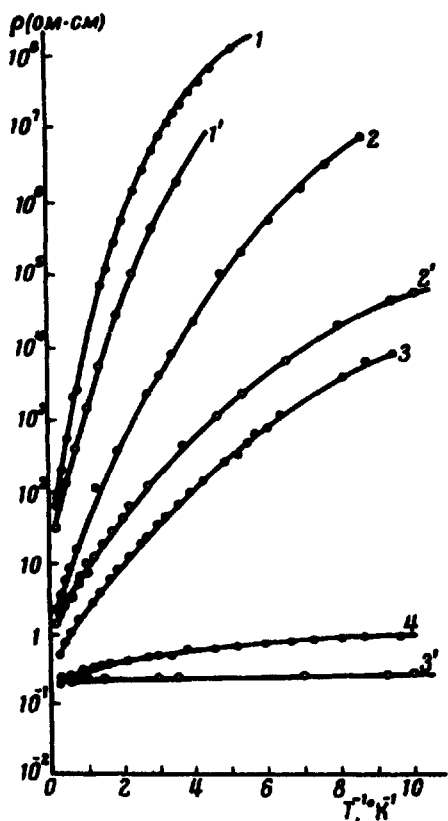


Рис. 2. Те же зависимости в широкой области температур (вплоть до 0,1 K°)

Таким образом, в результате исследования показано, что проводимость по примесям в легированном германии не имеет постоянной энергии активации, а с понижением температуры осуществляется по состояниям все более близким к уровню Ферми.

Авторы выражают благодарность проф. С.М.Рывкину, Б.П.Захарчене и Б.И.Шкловскому за полезное обсуждение результатов работы.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 ноября 1971 г.

Литература

[1] N.Mott, W.Twose. *Advances in Physics*, 10 107, 1961.

[2] N.Mott. *Phil. Mag.*, 19, 835, 1969.

[3] K.Lark-Horovitz. *Semiconducting Materials*, L., 1951.
