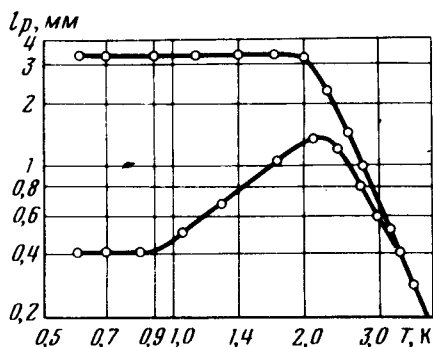


ОСОБЕННОСТИ В ФОНОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ СВИНЦА ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ НИЖЕ 2К

Л.П.Межов-Деглин

Измерялась теплопроводность совершенных и пластически деформированных кристаллов свинца при температурах до 0,5К. Вычисленная по теплопроводности эффективная транспортная длина свободного пробега фононов l_p в деформированном образце с понижением температуры экспоненциально возрастает, достигает максимума при $T = 2\text{К}$, затем быстро уменьшается, а при $T < 0,9\text{К}$ слабо зависит от температуры. Перегибы на кривой $l_p(T)$ при $T \lesssim 2\text{К}$ могут быть связаны с резонансным рассеянием фононов на введенных в образец дислокациях.

В работе исследовалась температурная зависимость теплопроводности кристаллов свинца, приготовленных из металла высокой чистоты С-0000 Чимкентского свинцового завода многократной зонной переплавкой свободно лежащих цилиндрических заготовок в вакууме [1]. Как известно [2] при гелиевых температурах в нулевом магнитном поле теплопроводность свинца определяется в основном фоновой компонентой κ_p . Максимальная величина κ_p приготовленных образцов средним диаметром $d = 0,4$ см была на порядок выше известных из литературы значений и при температурах $T \leq 2$ К ограничивалась рассеянием фононов на поверхности образца. Рассчитанная по теплопроводности эффективная транспортная длина свободного пробега фононов l_p при $T \leq 4$ К экспоненциально возрастала с понижением температуры, достигала значений $l_p \approx d$ при $T = 2$ К и далее практически не зависела от температуры (верхняя кривая на рисунке).



Представляло интерес наблюдать рассеяние фононов на дислокациях вводимых в объем при пластической деформации образца. Сначала мы деформировали кристалл изгибом при комнатной температуре, аналогично тому, как поступали ранее при изучении теплопроводности кристаллов Вi [3]. Выяснилось, однако, что скорость движения дефектов в Рь столь высока, что образцы успевают отжечься за время монтажа прибора (несколько часов при температурах $80 + 20^\circ \text{C}$). Теплопроводность изогнутых образцов Рь в отличие от Вi оказалась близкой к исходной. Поэтому процедура деформации была изменена. Вначале измеряли теплопроводность образца, свободно располагавшегося в горизонтальной лодочке (отрезок трубки из нержавеющей стали, покрытый тефлоновой пленкой) и спаянного одним концом с холодопроводом. Затем к торцу лодочки сплавом Вуда подпаивали второй конец образца, и повторяли измерения. При охлаждении от комнатной температуры до гелиевой вследствие большой разницы в коэффициентах термического сжатия стали и свинца образец растягивался (относительное удлинение образца по оценкам [4] составляло 0,3%).

Теплопроводность деформированного образца была в несколько раз ниже κ_p исходного, изменилась и температурная зависимость $\kappa_p(T)$. В интервале $T = 0,9 + 2$ К она оказалась ближе к $\kappa_p(T) \sim T^5$, а при $T \leq 0,9$ К $\kappa_p \sim T^3$. Это хорошо видно на графике $l_p(T)$ — нижняя кривая на рисунке. Несомненно, что перегибы на этой кривой обусловлены ре-

зонансным рассеянием фононов на дислокационных структурах, возникших при деформации образца.

При любом другом механизме рассеяния фононов на дефектах величина l_p возрастает или остается неизменной при понижении температуры: при рассеянии на точечных дефектах $l_p \sim T^{-4}$, на полях напряжений вокруг неподвижных дислокаций $l_p \sim T^{-1}$, на границах зерен или кристаллов $l_p = \text{const}$ [5]. Уменьшение длины пробега фононов может быть следствием резонансного рассеяния фононов на колеблющихся дислокациях (флаттер-эффект) либо на статистически упорядоченных сетках из дислокаций [5], скапливающихся в стенках вдоль плоскостей скольжения кристалла по мере деформации образца.

Рассмотрим первый механизм. В наиболее простой струнной модели дислокации расстояние между точками закрепления дислокации L и ее характерная частота колебаний ν связаны соотношением $\nu = v/3L$ (v — скорость звука $\sim 10^5$ см/сек), а эффективная длина пробега тепловых фононов в области резонанса (минимальное значение l_p) определяется выражением $l_p = 2\nu/N\nu$, где N — плотность дислокаций [6]. Доминирующие при температуре T тепловые фононы имеют частоту $\nu \approx 3,8kT/h = T \cdot 10^{11}$ гц . Полагая, что l_p достигает минимума при $T = 0,7\text{К}$, получим $\nu = 0,7 \cdot 10^{11}$ гц , среднее расстояние $L = 5 \cdot 10^{-7}$ см, $N = 3 \cdot 10^7$ см $^{-2}$. Таким образом найденные величины плотности дислокаций и характерных длин свободно колеблющихся участков дислокационных петель имеют вполне разумные значения.

Если преобладает второй механизм рассеяния, то среднее расстояние между стенками должно быть $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ см, а характерные размеры ячейки, образованной пересекающимися дислокационными петлями $\sim 10^{-6}$ см. Формы кривых $l_p(T)$ в обеих моделях теоретически не исследовали. Из общих соображений ясно, что при рассеянии на колеблющихся дислокациях с понижением температуры l_p должна увеличиваться до значений $l_p \approx d$, а при рассеянии на сетке из дислокаций оставаться практически неизменной. Поэтому представляло бы интерес продолжить измерения при температурах $T \ll 0,7\text{К}$.

Автор благодарен Г.В.Иосилевской, А.В.Лохову и В.Н.Хлопинскому за участие и помощь в эксперименте, В.З.Кресину и Г.Э.Карстенсу за поддержку работы.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 апреля 1978 г.

Литература

- [1] Л.П.Межов-Деглин, В.Н.Копылов. ПТЭ, №1, 230, 1975.
- [2] Б.Т.Гейликман, В.З.Кресин. Кинетические и нестационарные явления в сверхпроводниках, М., изд. Наука, 1972.
- [3] В.Н.Копылов, Л.П.Межов-Деглин. ФТТ, 15, 13, 1973.
- [4] R.J.Corrucini, J.J.Gniewek. Thermal Expansion of Technical Solids at Low Temperatures, NBS Monograph 29, 1961.
- [5] Дж.Займан. Электроны и фононы. М., ИИЛ, 1960.
- [6] J.A.Garber, A.V.Granato, J. Phys. Chem. Solids, 31, 1863, 1970.