

ПЕРЕНОС ТЕПЛА В ТВЕРДОМ ПАРАВОДОРОДЕ. ВОЗМОЖНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ ПУАЗЕЙЛЕВСКОГО ТЕЧЕНИЯ ФОНОНОВ

Н.Н. Жолонко, Б.Я. Городилов, А.И. Кривчиков

Физико-технический институт низких температур АН Украины
310164, Харьков

Поступила в редакцию 4 декабря 1991 г.

Представлены результаты измерения коэффициента теплопроводности твердого параводорода в интервале температур 1,5 - 8 К. Вид температурной зависимости коэффициента теплопроводности и величина эффективной длины свободного пробега фононов указывают на то, что в твердом параводороде возможно наблюдение пуазейлевского течения фононов.

Два явления, наблюдаемые в совершенных кристаллах, иллюстрируют квантовый характер возбуждений кристаллической решетки (фононов). Это пуазейлевское течение фононов и второй звук. Наблюдение этих явлений возможно только в совершенных кристаллах, где резистивные процессы рассеяния фононов обусловлены только границами кристалла и фонон-фононным взаимодействием с перебросом квазимпульса (U -процессы). Теоретическое обоснование эффекта пуазейлевского течения фононов было дано в работах ¹⁻³. Дело в том, что в кристаллах исключительного совершенства нормальные трехфононные процессы рассеяния (N -процессы), которые происходят без потери квазимпульса, могут доминировать настолько, что движение фононов становится аналогичным ламинарному потоку газа сталкивающихся молекул. Это приводит к тому, что фононы, сталкиваясь между собой, могут проходить путь, который значительно превышает расстояние между границами. Образно говоря, фононы как бы перестают "видеть стенку". Условиями наблюдения пуазейлевского режима являются неравенства:

$$l_N \ll D, \quad l_N l_R \gg D^2,$$

где l_N - длина пробега фононов в нормальных процессах рассеяния, l_R - длина свободного пробега в резистивных процессах, D - характерный размер кристалла. Совершенно конкретным следствием этого условия является более крутой, чем T^3 , рост теплопроводности с температурой. Впервые характерную температурную зависимость для режима пуазейлевского течения фононов обнаружили при исследовании твердого гелия ⁴. В кристаллах других веществ это явление до сих пор наблюдать не удавалось несмотря на совершенство используемых объектов, что связано со слабой интенсивностью нормальных процессов ввиду недостаточной степени ангармонизма потенциала взаимодействия молекул этих веществ. Твердый водород следует за гелием по величине трансляционного параметра де Бюра, характеризующего квантовый характер поведения кристалла, однако основные исследования твердого водорода ^{были} направлены на изучение поведения в кристалле молекул с отличным от нуля вращательным моментом (ортоводород) и качество кристаллов не играло значительной роли.

Настоящее исследование показывает возможность наблюдения эффектов второго звука и пуазейлевского течения фононного газа в твердом параводороде. Теплопроводность образца твердого параводорода была измерена плоским

стационарным методом. Измерительная методика описана в ⁵. Образец готовился следующим образом: водород очищался от химических примесей посредством пропускания газа через палладиевый фильтр, затем выдерживался в контакте с катализатором $\text{Fe}(\text{OH})_3$ при температуре жидкого водорода, после этого испарялся в специальную стеклянную колбу, из которой подавался в измерительную ячейку. Кристаллизация образца проводилась из газовой фазы при давлении 35 торр. Двухлучепреломление показывало монокристалличность образца. Погрешность измерения теплопроводности не превышала 20%.

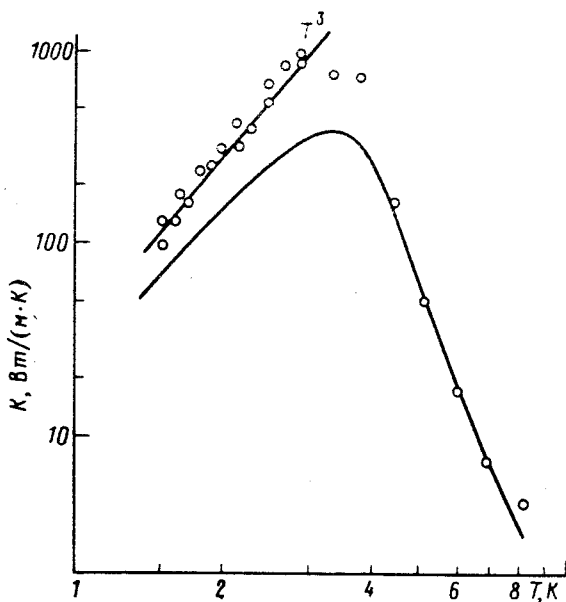


Рис. 1. Температурные зависимости теплопроводности образцов кристаллического параводорода: — - данные работы ⁶; ○ - данные настоящей работы

На рис.1 приведены результаты измерения коэффициента теплопроводности в зависимости от температуры. Максимальное значение теплопроводности примерно в три раза превышает полученную в ⁶, что свидетельствует о высокой степени совершенства кристалла. На рис. 2 приведены результаты расчета эффективной длины свободного пробега фононов в зависимости от температуры. При расчетах использовано простое газокинетическое соотношение

$$K = \frac{1}{3} C_V v l,$$

где K - теплопроводность, C_V - удельная теплоемкость ⁷, v - скорость звука. Левее максимума теплопроводности длина свободного пробега фононов выходит на константу $\sim 1,5$ мм. Такие большие длины свободного пробега, впрочем как и величина теплопроводности, из исследованных ранее кристаллов наблюдались лишь для гелия. Особенностью, характерной для пуазейлевского режима, является наличие максимума в зависимости $l(T)$. Этот максимум обусловлен малостью длины свободного пробега N -процессов, которые для параводорода при 3 К порядка 0,1 мм ⁵. Если этот режим не реализуется, то, как известно, кривая длины свободного пробега с понижением температуры просто выходит на константу, соответствующую поперечному размеру образца. То есть в нашем случае резистивные процессы в образце обусловлены только граничным рассеянием, которое, поскольку длина свободного пробега

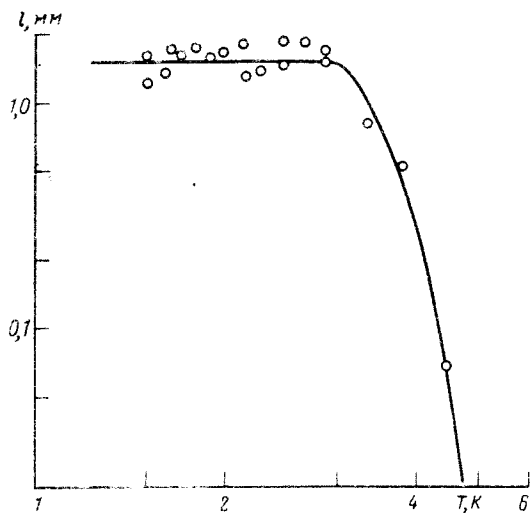


Рис. 2. Температурные зависимости эффективной длины пробега фононов (по данным настоящей работы)

меньше диаметра кристалла, скорее всего определяется его субструктурой. Мы не имели возможности определять примесный состав полученного кристалла как по изотопическому составу, так и по ортомолекулам. Однако оценки рассеяния на изотопической примеси для природного содержания изотопов в водороде дает теплосопротивление приблизительно на два порядка выше, чем полученное для настоящего образца. Рассеяние фононов на молекулах ортоводорода при концентрациях 0,21%⁸ равно по длине свободного пробега размерам исследованного кристалла (7 мм в диаметре).

Таким образом, при достижении большего структурного совершенства кристалла (например, путем уменьшения его поперечных размеров) возможна реализация режима пуазейлевского течения фононов в параводороде. Для этого необходимо иметь $l_R \sim 10$ мм, $D \sim 1$ мм, что является вполне реальной задачей, учитывая настоящий результат.

Задача представляется весьма привлекательной для будущих исследований, поскольку кристаллы параводорода, в отличие от гелия, не находятся под давлением и в этом смысле являются менее искусственными.

Авторы выражают глубокую признательность Л.П.Межову-Деглину за большой интерес и рекомендации, высказанные в ходе обсуждения полученных результатов.

-
1. P.G.Klemens, *Solid State Phys.* 7, 1 (1958).
 2. Р.Н.Гуржи, *ЖЭТФ* 46, 719 (1964).
 3. R.A.Guyer, J.A.Krumhansl, *Phys. Rev.* 148, 778 (1966).
 4. Л.П.Межов-Деглин, *ЖЭТФ* 46, 1926 (1964).
 5. Т.Н.Анцыгина, Б.Я.Городилов, Н.Н.Жолонко и др., *ФНТ* 1992, направлена в печать.
 6. Б.Я.Городилов, О.А.Королюк, Н.Н.Жолонко и др., *ФНТ* 17, 266 (1991).
 7. М.И.Багацкий, И.Я.Минчина, В.Г.Манжелей, *ФНТ* 10, 1039 (1984).
 8. V.Ya.Gorodilov and V.B.Kokshenev, *J. Low Temp. Phys.* 81, 45 (1990).