

АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ФОНОННОГО СПЕКТРА ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА $2\frac{1}{2}$ -ГО РОДА

А.А.Галкин, В.М.Свистунов, Ю.Ф.Ревенко,
В.М.Мостовой, М.А.Белоголовский

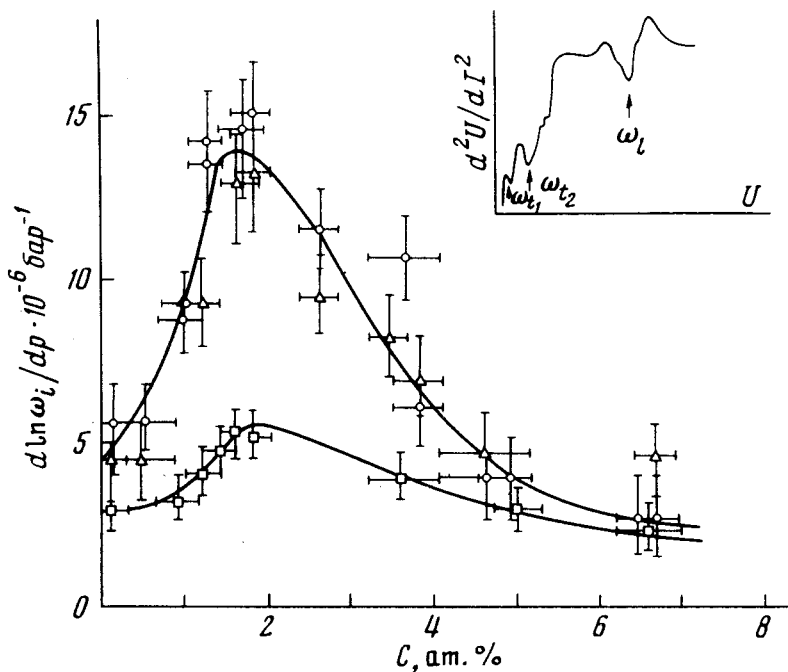
Методом электронного туннелирования обнаружено нелинейное поведение фононных частот индия при сплавлении его с оловом. Обсуждаются возможные причины этих аномалий, а также их влияние на критическую температуру сверхпроводящего перехода.

Изменение топологии поверхности Ферми вызывает аномалии термодинамических и кинетических характеристик металла (фазовый переход $2\frac{1}{2}$ -го рода) [1]. Согласно теории Макарова и Барьяхтара [2] такие топологические перестройки определяют и нелинейный ход критической температуры сверхпроводника T_K . Уже имеющиеся многочисленные экспериментальные результаты по влиянию на T_K малых добавок примеси и давления [3] качественно хорошо описываются теорией [2], учитывающей только изменения в электронном спектре. Тем не менее, обращает на себя внимание корреляция между нелинейным изменением параметров решетки и числом электронов на атом [4]. Основываясь на такой, независимой от работ [2, 3] информации, можно предположить, возникновение аномалий в фононном спектре при топологическом переходе, что, безусловно, должно учитываться при рассмотрении изменений в T_K .

Используя эту идею, мы предприняли туннельные исследования фононных спектров сплавов In – Sn в районе топологического перехода. Информация об изменении характеристических частот спектра колебаний решетки $\omega_i^{KP} = \omega(q_{KP})$: $\omega_{i_1} = 3,2$ мэв и $\omega_{i_2} = 4,6$ мэв, отвечаю-

щих поперечным ветвям колебательного спектра, и продольной частоты $\omega_l = 13,4$ мэв извлекалась из туннельных кривых $d^2U/dI^2 - U$, снятых при 1,4К.

Пленочные туннельные контакты $Al - Al_2O_3 - In_{1-x}Sn_x$ ($x \approx 0 + 6$ ат.%) приготавливались и измерялись по методике, описанной в работе [5]. Для выявления слабых нелинейностей измерялась также зависимость производных $d\omega_i^{KP}/dp$ от концентрации олова. Эксперименты проводились в камере высокого давления с применением керосино-масляной смеси в качестве передающей среды при давлениях $2 \div 3$ кбар, когда изменения наблюдаемых частот в районе топологического перехода превосходили погрешность измерения. Давление определялось по температуре сверхпроводящего перехода индия с погрешностью 100 бар.



Концентрационные зависимости $d \ln \omega_i / dp$ для сплавов $In-Sn$ ($\circ - \omega_{l1}$; $\Delta - \omega_{l2}$; $\square - \omega_l$). На вставке — типичный вид туннельной характеристики $d^2U/dI^2 - U$

При сплавлении резко менялись нелинейные составляющие характеристических частот колебаний кристаллической решетки индия. На рисунке приведены данные измерений $d \ln \omega_i^{KP} / dp(c)$. Соответствующие значения этих величин $d\omega_{l1}/dp = (1,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$ мэв/бар, $d\omega_{l2}/dp = (2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$ мэв/бар и $d\omega_l/dp = (4,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$ мэв/бар для чистого индия согласуются с литературными данными [6].

Рассмотрим возможные причины появления аномалий в зависимостях $\omega_i(c)$. В принципе этот факт можно было бы трактовать как прямое следствие электрон-фононного взаимодействия, меняющегося при появлении новой электронной полости в некоторой точке p_k . Однако, используя явное выражение для перенормировки фононной частоты $\delta\omega$ [7], получим, что для объяснения столь больших величин $\delta\omega$, наб-

людаемых на эксперименте, необходимо предположить выполнение следующего неравенства: $\epsilon_{p_K} + \hbar q_{KP} - \epsilon_{p_K} \lesssim \hbar \omega_{KP}$. Представляется крайне маловероятной возможность выполнения такого соотношения для трех различных значений q_{KP} . Не исключено, однако, что для индия три наблюдаемые характеристические частоты ω_{t_1} , ω_{t_2} и ω_l могут соответствовать одному и тому же волновому вектору q_{KP} .

Немаловажную роль в рассматриваемом явлении играет взаимодействие ферми-поверхности с границами зоны Бриллюэна [4]. Оно приводит к перестройке самой поверхности Ферми, а также может изменить параметры решетки и ее колебательный спектр. При этом должны нелинейно двигаться не только отдельные характеристические частоты, а весь фононный спектр кристалла. В пользу этого свидетельствует поведение скорости звука в сплавах In - Sn в той же области концентраций [8]. Возможно также, что в районе топологического перехода термодинамическая устойчивость решетки меняется, вызывая изоморфный фазовый переход первого рода.

Для того, чтобы оценить вклад фононов в нелинейную часть изменения производной dT_K/dp , достаточно известную формулу Мак-Миллана для T_K сверхпроводника продифференцировать по давлению как по параметру. Полученное соотношение связывает $d \ln T_K/dp$ с усредненной по спектру производной $\gamma^* = d \ln \omega_i / dp$. Используя $(d \ln T_K/dp)_{\text{лин}} = -15,6 \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}$ [9], получим следующее значение для линейной составляющей обобщенного параметра Грюнрайзена $\gamma^*_{\text{лин}} = 4,6 \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}$. Так как эта величина согласуется с экспериментальными данными, то исходную формулу можно применить для оценки нелинейностей в $d \ln T_K/dp$. Нелинейные составляющие $d \ln \omega_i / dp$ (см. рисунок) будут вносить заметный вклад в нерегулярное поведение $\delta(d \ln T_K/dp)$. Изменение последней величины, обусловленное только фононами, отрицательно и достигает в максимуме значения, лежащего в пределах от $-0,8 \cdot 10^{-5} \text{ бар}^{-1}$ до $-3,4 \times 10^{-5} \text{ бар}^{-1}$. В то же время экспериментально наблюдаемые значения $\delta(d \ln T_K/dp)$ всегда положительны и достигают значения $0,17 \cdot 10^{-5} \text{ бар}^{-1}$ [9]. Отсюда следует, что измеряемая на опыте кривая $\delta(d \ln T_K/dp)$ фактически обуславливается вкладами двух слагаемых: положительного электронного и отрицательного фононного. Учет лишь первого при обработке экспериментальных данных приведет к неточностям в определении параметров зонной структуры.

Приведенные выше соображения, а также результаты наших экспериментов указывают на то, что при построении последовательной теории о влиянии топологического перехода в электронном спектре на критическую температуру сверхпроводника необходимо учитывать как электронный, так и фононный механизмы. Следует, однако, отметить, что наблюдаемые изменения фононного спектра в районе фазового перехода $2^{1/2}$ -го рода в настоящее время не удается однозначно объяснить с позиций известных представлений.

В заключение выражаем благодарность В.Г.Барьяхтару, Е.В.Зароченцеву и А.И.Дьяченко за полезные обсуждения.

Донецкий

физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
16 декабря 1975 г.

Литература

- [1] И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, 38, 1569, 1960.
 - [2] В.И.Макаров, В.Г.Барьяхтар. ЖЭТФ, 48, 1717, 1965.
 - [3] Б.Г.Лазарев, Л.С.Лазарева, В.И.Макаров, Т.А.Игнатьева. ЖЭТФ, 48, 1065, 1965; T. F. Smith. J. Low. Temp. Phys., 11, 581, 1973.
 - [4] C. Tyzack, G. Raynov. Trans. Faraday. Soc., 50, 675, 1954; M. F. Maggiam. Phys. Rev. Lett., 11, 321, 1963.
 - [5] А.А.Галкин, В.М.Свистунов, Ю.Ф.Ревенко, В.М.Мостовой. ФТТ, 17, 1490, 1975.
 - [6] Н.В.Заварицкий. УФН, 108, 241, 1972.
 - [7] М.И.Каганов, А.И.Семененко. ЖЭТФ, 50, 630, 1966.
 - [8] В.В.Чекин, А.И.Великодный, Р.О.Плахотин, А.Ф.Рыбальченко. ЖЭТФ, 61, 1537, 1971.
 - [9] И.Я.Волынский, В.И.Макаров, В.В.Ганн. ЖЭТФ, 69, 1119, 1975.
-