

Академик АН УССР А. А. ГАЛКИН, В. М. СВИСТУНОВ, О. И. ЧЕРНЯК,
М. А. БЕЛОГОЛОВСКИЙ

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ФОНОННУЮ ПРИМЕСНУЮ ЗОНУ СПЛАВА Pb — In

Туннельный эффект открыл в физике высоких давлений возможности для качественно новых исследований ⁽¹⁾, он позволил получить обширную информацию об изменении энергетической щели и фононных спектров под давлением для ряда чистых сверхпроводников ⁽²⁾. Известно также, что с помощью электронного туннелирования можно изучать свойства металлических кристаллов, обусловленные наличием примесных атомов ⁽³⁾. В последние годы возрос интерес к изучению комбинированного влияния давлений и примесей на сверхпроводимость. Представляется, что метод туннельной спектроскопии и в этом направлении исследований окажется весьма полезным и продуктивным.

Настоящая работа посвящена изучению смещения под давлением особенности в колебательном спектре свинца, возникающей при введении легкой примеси индия.

Как и в наших ранних экспериментах ⁽²⁾, использовались тонкопленочные туннельные системы типа сверхпроводник — диэлектрик — сверхпроводник как наиболее чувствительные к изменениям в плотности состояний. Контакты Al—Al₂O₃—PbIn готовились испарением на стеклянные подложки в вакууме 10⁶ тор. Пленки заранее приготовленного сплава Pb_{0,93}In_{0,07} конденсировались на подложку с высокими скоростями (~700—1000 Å/сек) до полного испарения из нагревателя. Толщина пленок сплава 1500—3000 Å. Результаты, которые здесь обсуждаются, получены при T ~ 1,2° К в диапазоне давлений до 9 кбар. Гидростатическое сжатие осуществлялось методом, применявшимся ранее ⁽²⁾. В бомбе размещались две различные подложки, что позволяло проводить опыты одновременно с шестью образцами. Для экспериментов с давлением выбирались только образцы, позволяющие одиночную и узкую линию в dI/dU при напряжениях eU = Δ_{Al} + Δ_{сплав}, что служило указанием на однородность пленок сплава. Давления в бомбе измерялись индукционным способом на переменном токе по смещению критической температуры сверхпроводящего олова. Копия записей d²U/dI² — U, иллюстрирующих энергетический сдвиг продольных фононов и примесной зоны ω_l под давлением для одного из переходов, показаны на рис. 1. Амплитудные изменения в туннельной проводимости в данной работе не обсуждаются.

Известно, что элементарные ячейки свинца и индия по размерам и по форме очень похожи. К тому же их сжимаемости, а также энергии сцепления отличаются менее чем на 10%. Поэтому в рамках теории Борна — Кармана можно утверждать, что силовые постоянные этих металлов должны быть близкими по величине. В связи с этим ограничимся при рассмотрении данной системы приближением изотопической примеси. Уравнение, определяющее положение локальных и квазилокальных уровней для случая локализованного возмущения, было впервые получено И. М. Лившицем ⁽⁴⁾. Для примеси замещения в кубическом кристалле оно примет вид

$$1 + \frac{M - m}{m} \omega_l^2 G(\omega_l) = 0, \quad (1)$$

где M — масса примеси, m — масса атома матрицы,

$$G(\omega) = \frac{\Omega}{3 \cdot (2\pi)^3} \int \sum_j \frac{d^3k}{\omega^2 - \omega_j^2(k)}, \quad (2)$$

Ω — объем элементарной ячейки, $j = 1, 2, 3$ (интегрирование ведется по первой зоне Бриллюэна).

Для вычисления интеграла (2) дисперсионные кривые $\omega_j(k)$ находим путем интерполяции экспериментальных результатов по рассеянию нейтронов⁽⁵⁾. Функции $\omega_j(k)$ разлагались по кубическим гармоникам α_λ ⁽⁶⁾, причем сохранялись лишь первые три. Коэффициенты разложения находились по данным⁽⁵⁾ для направлений [100], [110] и [111].

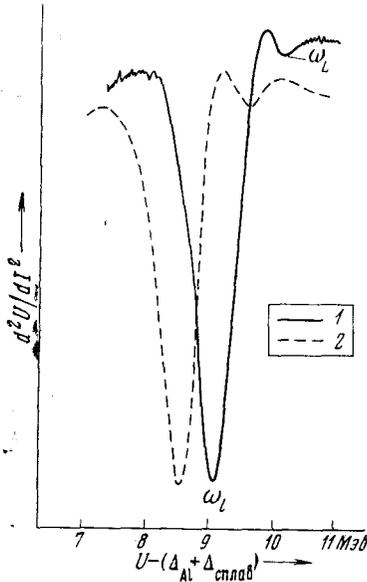


Рис. 1. Копии записей второй гармоники для образца Al—Al₂O₃ — Pb_{0,93}In_{0,07} при $P = 9$ (1) и $P = 0$ кбар (2)

Численное вычисление интеграла (2), проведенное в криволинейных координатах k_1, k_2, k_3 : $k = k_1 b_1 + k_2 b_2 + k_3 b_3$ (b_i — векторы обратной решетки), дало из уравнения (1) для энергии локальных колебаний значение $\omega_L = 9,53$ МэВ, которое удовлетворительно согласуется с нашим экспериментом при $P = 0$ и данными других опытов⁽³⁾. Заметим, что найденная величина для ω_L находится также в хорошем согласии с результатом⁽³⁾, где в отличие от проведенной выше процедуры вычисления ω_L использовалась фононная плотность состояний свинца, полученная путем обращения уравнений Элиашберга для сверхпроводников с сильным электрон-фононным взаимодействием.

Рассмотрим теперь эффект давления. С уменьшением объема фононный спектр металла сдвигается в сторону высоких энергий. Предыдущие опыты⁽²⁾ для свинца показали, что в пределах экспериментальных ошибок константы Грюнрайзена γ для различных ветвей колебательного спектра одинаковы, т. е. при относительном изменении объема $v = -\Delta V / V$ все частоты $\omega_j(k)$ меняются линейно

$$\omega'_j(k) = \beta \omega_j(k) = (1 + v\gamma) \omega_j(k). \quad (3)$$

Новое положение примесного пика под давлением можно найти, заменив в уравнении (1) частоты $\omega_j(k)$ на (3). Легко видеть, что ω_L перейдет тогда в $\omega'_L = \beta \omega_L$, т. е. скорость изменения величины ω_L , как и основных частот матрицы, определится следующим образом: $d \ln \omega_L / dP = \kappa \gamma$. Используя известные литературные данные для сжимаемости $\kappa = 2,37 \cdot 10^{-6}$ бар⁻¹ и $\gamma = 2,85$, получим

$$(\kappa \gamma)_{\omega_L} = 6,75 \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}. \quad (4)$$

Здесь уместно отметить, что в большинстве туннельных опытов объектом исследований являются пленки, о сжимаемости которых при низких температурах практически неизвестно. Поэтому сейчас кажется преждевременным приводить какие-либо количественные результаты по определению γ из туннельных измерений. Подчеркнем, что в туннельном эксперименте измеряется именно величина $(\kappa \gamma)_\omega$.

Найденное из настоящих экспериментов при давлениях до 9 кбар для примесного пика значение $(\kappa \gamma)_{\omega_L}^{\text{Pb}_{0,93}\text{In}_{0,07}} = (5,8 \pm 1) \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}$

в пределах ошибки не отличается от $(\kappa\gamma)_{\omega_L}^{\text{Pb}_{0,93}\text{In}_{0,07}} = (6,7 \pm 1) \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}$, хорошо согласуется с (4) и данными для чистого свинца (2), хотя и наблюдается тенденция к некоторому запаздыванию.

В приведенном здесь рассмотрении положения фононной примесной зоны и ее зависимости от давления не учитывалось изменение величины упругих постоянных, а также возможное влияние концентрационных эффектов. Результаты эксперимента дают основания судить о правомерности такого приближения. По крайней мере вплоть до исследованных концентраций индия в свинце силовые константы, по-видимому, практически не меняются. Однако при дальнейшем повышении концентрации примеси можно ожидать возникновения скоплений из атомов индия, взаимодействие между которыми будет таким же, как и в самом индии. Очевидно, в этом случае сдвиг частот примесной зоны под давлением будет определяться в большей степени постоянной Грюнайзена индия. Тогда может возникнуть ситуация, когда $(\kappa\gamma)$ для примесного уровня будет отличаться от своей величины для частот собственных колебаний матрицы. Вероятно, для системы Pb — In экспериментальное наблюдение таких изменений в $(\kappa\gamma)$ затруднено, поскольку константы γ для свинца и индия отличаются незначительно. Вместе с этим не исключено, что отмеченная тенденция к запаздыванию $(\kappa\gamma)_{\omega_L}^{\text{PbIn}}$ по сравнению с $(\kappa\gamma)_{\omega_L}^{\text{PbIn}}$ обязана именно этому обстоятельству и эффект может разрешиться при больших давлениях и концентрациях.

Результаты работы докладывались на XVII Всесоюзном совещании по физике низких температур, Донецк, 26—30 июня 1972 г.

Авторы выражают признательность В. Г. Барьяхтару за полезные обсуждения и В. В. Шевцову за постоянную техническую помощь.

Донецкий физико-технический институт
Академии наук УССР

Поступило
4 XI 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. А. Galkin, V. M. Svistunov, Phys. Stat. Sol., 26, K55 (1968); J. R. Vaisnys, D. D. McWhan, J. M. Rowell, J. Appl. Phys., 40, 2623 (1969); Н. В. Заварицкий, Письма ЖЭТФ, 12, 25 (1970); P. Guetin, G. Schreder, Phys. Rev., B5, 3979 (1972). ² А. А. Galkin, V. M. Svistunov et al., Phys. Stat. Sol., 30, K107 (1968); 36, 421 (1969); ЖЭТФ, 59, 77 (1970), Н. В. Заварицкий, Е. С. Ицкевич, А. Н. Вороновский, ЖЭТФ, 60, 1408 (1971). ³ J. M. Rowell, W. L. McMillan, P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett., 14, 633 (1965); J. G. Adler, J. E. Jackson, B. S. Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett., 16, 53 (1966). ⁴ И. М. Лифшиц, ЖЭТФ, 17, 1017 (1947), 17, 1076 (1947). ⁵ B. N. Brockhouse, T. Agase et al., Phys. Rev., 128, 1099 (1962). ⁶ F. C. Von der Lage, H. A. Bethe, Phys. Rev., 71, 612 (1947). (пер. Р. Нокс, А. Голд, Симметрия в твердом теле, М., 1970).