

Монокристаллы $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$, как отмечалось выше, можно отнести к слабополярным сегнетоэлектрикам. Низкочастотная динамика решетки ЛГО обусловлена трансляционными колебаниями германиевых тетраэдров и битетраэдров [7]. Замещение ионов Ge^{4+} ионами Si^{4+} приводит к перенормировке частоты соответствующих колебаний, дающих вклад в мягкую моду и в конечном счете к сдвигу температуры сегнетоэлектрического ФП.

Таким образом, наблюдается определенная аналогия в поведении T_c твердых растворов замещения кристаллов со структурой типа перовскит и слабополярным СЭ кристаллом $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$, допированным изовалентной примесью.

Л и т е р а т у р а

- [1] Таганцев А. К. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 7, с. 352—355.
 [2] Iwata Y., Koyano N., Shibuya I. Annu. Repts. React. Inst. Kyoto Univ., 1986, vol. 19, p. 11—22.
 [3] Волнянский М. Д., Кудзин А. Ю. ФТТ, 1987, т. 29, № 1, с. 213—215.
 [4] Wada M., Orihara H., Midorikawa M. J. Phys. Soc. Japan, 1981, vol. 50, N 9, p. 2785—2786.
 [5] Preu P., Haussuhl S. Sol. St. Commun., 1982, vol. 41, N 8, p. 627—630.
 [6] Rupprecht G., Bell R. O. Phys. Rev., 1964, vol. 135, N 3A, p. 748—752.
 [7] Шарайчук В. Н., Моисеев В. Н., Волнянский М. Д. Опт. и спектр., 1987, т. 62, № 4, с. 793—795.

Днепропетровский
государственный университет
Днепропетровск

Поступило в Редакцию
8 декабря 1987 г.

О ПОВЫШЕНИИ T_c В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ПЛОСКИМИ ДЕФЕКТАМИ

И. М. Сулов

В экспериментах Хайкина и Хлюстикова [1] обнаружено, что вблизи двойниковых границ в Sn сверхпроводимость сохраняется при температуре на $\delta T_c = 0.04$ К выше T_c объемного материала. Феноменологически это явление можно описать, предположив, что в слое шириной порядка межатомного расстояния a вблизи границы константа электрон-фонового взаимодействия λ повышается на величину $\delta\lambda_{\text{лок}}$ по сравнению со своим объемным значением λ_0 [2]. Учитывая, что δT_c определяется величиной λ , усредненной на масштабе $\xi(T)$, и пользуясь в отличие от [2] формулой Мак-Миллана [3], получим

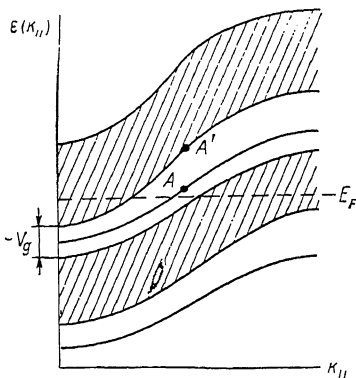
$$\delta T_c \sim T_c \left\{ \frac{1.04(1 + 0.38\mu^*)}{[\lambda_0 - \mu^*(1 + 0.62\lambda_0)]^2} \frac{a}{\xi_0} \delta\lambda_{\text{лок}} \right\}, \quad (1)$$

где μ^* — кулоновский псевдопотенциал, ξ_0 — длина когерентности. Подстановка для Sn $\xi_0/a \approx 10^3$, $\lambda_0 = 0.67$, $\mu^* = 0.13$ показывает, что изменение λ очень велико — $\delta\lambda_{\text{лок}} \sim 30 \lambda_0$. Экспериментально это подтверждается тем, что, подавляя эффекты близости, T_c удаётся повысить до 12 К [1]. Природа увеличения λ вблизи плоскостей двойникования не ясна: предложенные модели [4, 5] дают слишком малый эффект — $\delta\lambda_{\text{лок}} \sim \lambda_0$. Ниже показано, что большая величина $\delta\lambda_{\text{лок}}$ может быть связана с ван-хововскими особенностями в спектре двумерных таммовских зон.

Рассмотрим сверхпроводник с двойниковой границей, расположенной в плоскости $z=0$. Ввиду трансляционной инвариантности вдоль границы

уравнение Шредингера допускает разделение переменных: волновые функции электрона имеют вид блоховских волн для движения в плоскости (x, y) , а движение вдоль z описывается одномерным уравнением Шредингера с дефектом, локализованным вблизи $z=0$. Спектр этого одномерного уравнения представляет собой совокупность зон, от каждой из которых отщеплен по крайней мере один локальный уровень. С учетом продольного квазимпульса $k_{\parallel}=(k_x, k_y)$ локальные уровни становятся двумерными зонами, и полный спектр имеет вид, показанный на рисунке.

Двумерная зона конечной ширины с необходимостью имеет в плотности состояний две логарифмические особенности (при наличии симметрии их местоположение может совпадать). Это легко понять из перколяционных соображений [6], если рассматривать двумерный спектр как горный рельеф, затопляемый жидкостью: существуют два уровня, при которых возникает протекание вдоль k_x и k_y соответственно — при этом Ферми-поверхность изменяет топологию, проходя через самопересечение,



что, согласно [7], сопровождается особенностями плотности состояний типа $N(E) \sim \sim \ln |E - E_0|$.

Если в результате отщепления двумерной зоны логарифмическая особенность A (см. рисунок) оказывается ближе к уровню Ферми, чем она была в неотщепленном состоянии A' , то двумерная плотность состояний повышается на величину

$$\delta N_{2D}(E) = \frac{(2 |m_x m_y|)^{1/2}}{4\pi^2} \ln \frac{\Delta_0}{\Delta}, \quad (2)$$

где Δ и Δ_0 — расстояния от особенности до уровня Ферми в отщепленном и неотщепленном состоянии, m_x и m_y — эффективные массы двумерного спектра вблизи точки топологического перехода,

$$\epsilon(k_{\parallel}) = E_0 + \frac{k_x^2}{2m_x} + \frac{k_y^2}{2m_y}, \quad m_x m_y < 0. \quad (3)$$

Пусть в сверхпроводнике находится много плоскостей двойникования на среднем расстоянии L друг от друга, причем $a \ll L \ll \xi_0$; тогда сверхпроводник можно рассматривать как единую трехмерную систему, но считать вклад двойниковых границ в плотность состояний независимым. Изменение константы электрон-фононного взаимодействия λ , определяемое изменением трехмерной плотности состояний, имеет вид

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda_0} \sim \frac{\delta N(E)}{N(E)} \sim \frac{a}{L} \sum_i \frac{|m_x^i m_y^i|^{1/2}}{m} \ln \frac{\Delta_0^i}{\Delta^i} \equiv C \frac{a}{L}, \quad (4)$$

где m — эффективная масса, характерная для трехмерного спектра, суммирование — по различным логарифмическим особенностям. С логарифмической точностью можно учитывать лишь сингулярные вклады; регулярные вклады приводят к перенормировке Δ_0^i . Под $\delta \lambda$ в (4) понимается изменение средней по пространству величины λ , поэтому $C \sim \sim \delta \lambda_{\text{лок}}/\lambda_0$ и большие значения $\delta \lambda_{\text{лок}}$ могут возникать за счет большой величины логарифмов и большого числа слагаемых в сумме по i (Ферми-поверхность S_n лежит в 5 зонах и уровень Ферми заведомо пересекает 4 двумерные зоны, так что число особенностей в его окрестности не менее 8; любая немонотонность в зависимости $\epsilon(k_{\parallel})$ двумерных зон приводит к дополнительным особенностям).

Согласно (4), $\delta \lambda$ увеличивается при уменьшении L . Однако при малых L из-за перекрытия волновых функций двумерных зон, относящихся к разным плоскостям двойникования, двумерные зоны расширяются

в трехмерные, что приводит к размытию особенностей. Максимальное T_c достигается при L порядка размера локализации волновых функций вдоль оси z , $L_0 \sim a (E_F/V_g)^{1/2}$, где V_g — величина псевдопотенциала. Для олова $L_0 \sim 5a$, откуда из (4) с $C \sim 30$ получим $\delta\lambda \sim 6\lambda_0$, $\lambda_{\max} \sim 5$, и оценка по теории сверхпроводников с сильной связью [8] дает $T_{c \max} \sim 60$ К.

Поскольку мы использовали лишь факт трансляционной инвариантности в плоскости (x, y) , то двойниковую границу можно заменить другим плоским дефектом, например моноатомным слоем чужеродного материала; меняя состав монослоя, можно регулировать положение логарифмических особенностей и надеяться на получение константы C большей, чем в олове с двойниками. Вводя в сверхпроводник моноатомные прослойки на расстоянии $\sim L_0$ друг от друга (создание таких структур в отличие от рассмотренных выше структур с двойниками возможно при современной технологии), можно значительно повысить T_c . Исследование таких структур актуально также ввиду очевидной аналогии с высокотемпературными сверхпроводниками класса La_2CuO_4 ; заметим, что в последних ван-ховские особенности играют существенную роль [9, 10].

Автор признателен А. Ф. Андрееву и И. Н. Хлюстикову за обсуждение.

Л и т е р а т у р а

- [1] Хайкин М. С., Хлюстиков И. Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, № 4, с. 167—169; 1982, т. 36, № 3, с. 132—134; 1983, т. 38, № 4, с. 191—193.
- [2] Аверин В. В., Буздин А. И., Булаевский Л. Н. ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 2, с. 737—746.
- [3] Mc Millan W. L. Phys. Rev., 1968, vol. 167, N 1, p. 331—343.
- [4] Пашицкий Э. А. Материалы 23 Всесоюзного совещания по физике низких температур, 1984, ч. I, с. 182—183.
- [5] Набережных В. П., Селянов Б. И., Фельдман Э. П., Юрченко В. М. Там же, с. 184—185.
- [6] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 326 с.
- [7] Van Hove L. Phys. Rev., 1953, vol. 89, N 3, p. 1189—1198; Лифшиц И. М. ЖЭТФ, 1969, т. 38, № 4, с. 1569—1576.
- [8] Allen P. B., Dynes R. G. Phys. Rev. B, 1975, vol. 12, № 3, p. 905—920.
- [9] Jorhsten J. D. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 10, p. 1024—1027; Mattheiss D. F. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 10, p. 1028—1031.
- [10] Сулаов И. М. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, № 10, с. 402—404.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
10 декабря 1987 г.

УДК 541.135.4

Физика твердого тела, том 30, в. 5, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 5, 1988

ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В $\text{Li}_3\text{In}_2(\text{PO}_4)_3$

С. Е. Сигарёв

Одним из наиболее интенсивно исследуемых в настоящее время семейств суперионных проводников является группа материалов, отвечающих химической формуле $\text{Li}_3\text{M}_2(\text{PO}_4)_3$ (где $\text{M}=\text{Sc}, \text{Cr}, \text{Fe}$) и обладающих общей особенностью атомного строения — трехмерным смешанным каркасом $[\text{M}_2\text{P}_3\text{O}_{12}]_{3\infty}^{3-}$ [1-3]. Величина ионной проводимости σ указанных соединений достигает при $T=573$ К значений $\sim 10^{-2}$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$ с энергией активации ионного транспорта $(E_a) \sim 0.3 \div 0.5$ эВ [2]. Необходимо отметить, что переход в суперионное состояние в рассматриваемых мате-