Монокристаллы $Li_2Ge_7O_{15}$, 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 $Li_2Ge_7O_{15}$, допированным изовалентной примесью.

Литература

[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., Моисеенко 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.

УДК 537.312.62

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

О ПОВЫШЕНИИ T_c В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ПЛОСКИМИ ДЕФЕКТАМИ

И. М. Суслов

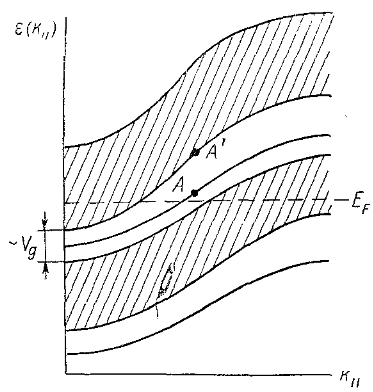
В экспериментах Хайкина и Хлюстикова [1] обнаружено, что вблизи двойниковых границ в Sn сверхпроводимость сохраняется при температуре на $\delta T_c=0.04$ K выше T_c объемного материала. Феноменологически это явление можно описать, предположив, что в слое шириной порядка межатомного расстояния a вблизи границы константа электрон-фононного 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

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

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 удается повысить до 12 K [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-ховскими 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 квазиимпульса $k_{\parallel}=(k_x, k_y)$ 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

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

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,

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

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

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

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 Sn 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 $\varepsilon(k_{\parallel})$ 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 K.

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.

Литература

[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] *Jorgehsten 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] *Суслов 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 $Li_3In_2(PO_4)_3$

С. Е. Сигарёв

Одним из наиболее интенсивно исследуемых в настоящее время семейств суперионных проводников является группа материалов, отвечающих химической формуле $Li_3M_2(PO_4)_3$ (где M=Sc, Cr, Fe) и обладающих общей особенностью атомного строения — трехмерным смешанным каркасом $[M_2P_3O_{12}]^{3-}_{3\infty}$ [1-3]. Величина ионной проводимости σ указанных соединений достигает при T=573 K 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-