

пературы деформации 293 → 77 К сначала наблюдается равномерное увеличение плотности винтовых ямок травления без существенной макродеформации (см. строку 2), а затем происходит однородная деформация с одновременным увеличением плотностей краевых и винтовых компонент дислокаций. При переходе 293 → 4.2 К, напротив, величина сдвига и плотности дислокаций в большей части образца не изменяются (строка 3), а последний деформируется за счет образования и расширения (бокового роста) новых полос скольжения. Дополнительный сдвиг в полосах скольжения $\Delta\epsilon$ довольно значительный (строка 4), хотя и несколько меньше, чем в аналогичных полосах после деформации при 4.2 К исходных кристаллов (строка 7).

Если же рассматривать изменение дислокационной структуры при переходе 4.2 → 293 К (строка 8), то оказывается, что при первых же признаках деформации (которая является однородной) плотность винтовых компонент дислокаций заметно уменьшается при практически неизменной величине N_v . Такое поведение структуры характерно и для случая перехода 77 → 293 К (строка 6).

Таким образом, специфика опытов с использованием жидкого гелия проявляется только при переходе 293 → 4.2 К. В этом случае имеет место существенная стабилизация созданной при 293 К дислокационной структуры, так что развитие деформации при 4.2 К осуществляется путем зарождения и расширения новых полос скольжения. Образование указанных полос отмечается при напряжениях, гораздо меньших напряжений макротечения. Такой характер деформации связан скорее всего с тем, что рожденные при 293 К дислокации в процессе нагружения при 4.2 К являются как бы закрепленными, т. е. для их движения необходимы напряжения, большие, чем для движения свежих дислокаций, образующихся при 4.2 К. Такое закрепление может происходить за счет точечных дефектов, энергия активации миграции которых весьма мала, поскольку при понижении температуры до 77 К они еще не дают эффекта закрепления. Что же касается наблюдаемого уменьшения плотности винтовых компонент дислокаций при переходе 4.2 → 293 К, то его можно объяснить аналогично [1] «схлопыванием» при 293 К краевых диполей, частично раскрывшихся в процессе предварительного нагружения при 4.2 К.

Л и т е р а т у р а

- [1] Смирнов Б. И., Самойлова Т. В. ФТТ, 1979, т. 21, № 10, с. 2905—2910.
- [2] Клявин О. В., Смирнов Б. И. ФТТ, 1961, т. 3, № 5, с. 1335—1337.
- [3] Кауфманн Х.-И., Лубенец С. В., Самойлова Т. В., Смирнов Б. И. ФТТ, 1984, т. 26, № 3, с. 702—706.
- [4] Смирнов Б. И. ФТТ, 1968, т. 10, № 9, с. 2689—2696.
- [5] Самойлова Т. В., Смирнов Б. И. ФТТ, 1976, т. 18, № 7, с. 2075—2077; 1978, т. 20, № 9, с. 2645—2648.
- [6] Самойлова Т. В., Смирнов Б. И., Нарышкина Т. Г. ФТТ, 1969, т. 11, № 5, с. 1188—1192.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
22 сентября 1987 г.

УДК 53.533.2

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988

ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ СОЕДИНЕНИЙ MV_{66}

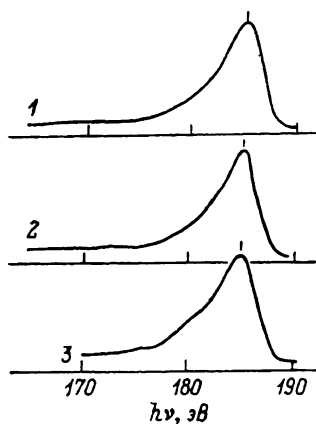
О. А. Голикова, Э. П. Домашевская, А. Таджиев, В. А. Терехов

Соединения MV_{66} (M — Gd, Sm, Yb, Dy, Y и другие редкоземельные элементы) весьма необычны по своим свойствам: это — тугоплавкие соединения ($T_{пл}$ свыше 2000 С), обладающие в то же время рядом свойств

аморфных твердых тел. Для $MВ_{66}$ наблюдаются длинноволновые «хвосты» оптического поглощения (правило Урбаха), бесструктурные спектры ИК поглощения, низкая величина теплопроводности ($\kappa \approx 0.03 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}$ при $T=300 \text{ К}$) и ее температурная зависимость вида $\kappa \sim T^2$ и $\kappa \approx \text{const}$ при низких и высоких температурах соответственно, прыжковая проводимость по локализованным состояниям при низких температурах и переход к зонной проводимости при повышенных температурах и т. д. [1, 2].

Специфика свойств $MВ_{66}$, идентичных свойствам аморфных тел, определяется их кристаллической структурой: $MВ_{66}$ имеют наиболее сложные кристаллические решетки из всех модификаций бора и его соединений [3] и для них наиболее применима концепция квазиаморфности, развиваемая в [4, 5]. Действительно, элементарные ячейки кристаллов $MВ_{66}$ содержат ~ 1600 атомов, причем внутреннее строение ячеек весьма сложное: структурной единицей кубической решетки ($Fm\bar{3}c$) является так называемый суперикосаэдр $B_{12}(B_{12})_{12}$, а атомы металла, входящие в конфигурации вида $MВ_{36}$ и $MВ_{48}$, расположены в пустотах. Следует также отметить существование большого разброса в длинах связей бор—бор ($1.72 \div 2.17 \text{ \AA}$) [3, 6].

В данной работе получена непосредственная информация об электронном



Рентгеновские эмиссионные K_{α} -спектры GdV_{66} (1), DyV_{66} (2), аморфного бора (3).

спектре соединений $MВ_{66}$, для чего был применен метод ультрамягкой рентгеновской спектроскопии, как при изучении α - и β -бора, так и при исследованиях аморфного гидрированного кремния [7-9]. Поскольку рентгеновские эмиссионные спектры дают прямую информацию о локальной плотности всех занятых состояний, их характерные особенности считаются характерными особенностями энергетической зависимости плотности электронных состояний исследуемых материалов.

Кристаллы GdV_{66} и DyV_{66} были приготовлены методом бестигельной зонной плавки в высокочастотной печи [2]. K_{α} -спектры бора в рассматриваемых соединениях были получены на рентгеновском спектрометре—монохроматоре РСМ-500, точность определения энергетического положения особых точек на спектре $\pm 0.2 \text{ эВ}$. На рисунке эти спектры приведены вместе со спектром аморфного бора. В таблице даны некоторые характе-

Некоторые характеристики K_{α} -спектров $MВ_{66}$ и модификаций бора

Материал	N , атомов/эл. ячейке	Δ , эВ	A	E_0 , эВ
α -ромбоэдрический бор	12	4.0	1.22	188.2
β -ромбоэдрический бор	105	4.5	1.55	188.2
GdV_{66}	1600	5.0	1.67	180.0
DyV_{66}	1600	4.5	2.24	178.6
Аморфный бор		5.0	1.50	188.2

ристики этих спектров, а также спектров α - и β -ромбоэдрического бора [10] в зависимости от числа атомов в элементарной ячейке (N) — параметра, описывающего степень сложности кристаллической структуры: Δ — полуширина полосы, A — индекс асимметрии, E_0 — положение потолка валентной зоны относительно основного $1s$ -уровня бора, на который осуществляется радиационный переход электрона валентной зоны.

Приведенные данные позволяют говорить о трансформации электронного спектра при усложнении кристаллической структуры — постепенном приближении ее к аморфной с ростом числа N . Действительно, рассмотрение величин Δ и A в ряду материалов: α -ромбоэдрический бор, β -ромбоэдрический бор, GdV_{66} , аморфный бор — выявляет тенденцию роста Δ и A . Что касается DuV_{66} , то по величине Δ он близок к β -ромбоэдрическому бору, но обладает наиболее высокой из всех материалов величиной A (см. таблицу). Однако по характеру своих бесструктурных спектров как GdV_{66} , так и DuV_{66} сходны с аморфным бором (см. рисунок). В то же время спектры модификаций бора с более простыми решетками имеют довольно выраженную структуру [10].

Как известно, выраженная структура электронного спектра есть следствие существования зон Бриллюэна, вытекающее из периодичности структуры кристалла (существования дальнего порядка). Если судить по рентгеновским эмиссионным спектрам, форма плотности электронных состояний не зависит от того, полностью ли отсутствует дальний порядок (аморфный бор) или он существует на расстояниях $\sim 20 \text{ \AA}$ (MB_{66}). Поскольку в пределах элементарных ячеек MB_{66} имеются значительные вариации ближнего порядка (длин связей бор—бор), такие элементарные ячейки в известной степени сходны с моделями непрерывной неупорядоченной сетки, развитыми для аморфных кремния, германия и др. Таким образом, соединения MB_{66} обоснованно рассматриваются как естественные структурные модели аморфных твердых тел [11].

Л и т е р а т у р а

- [1] Golikova D. A., Tadzhiev A. J. Non-Cryst. Sol., 1986, vol. 87, N 1, p. 64—69.
- [2] Голикова О. А., Орлов В. М., Таджиев А. — В кн.: Сплетз и свойства соединений РЗЭ. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1982, с. 95—102.
- [3] Naslain R. In: Boron and Refractory Borides. Berlin—Heidelberg—N. Y.: Springer, 1977, p. 139—202.
- [4] Golikova D. A. Phys. St. Sol. (a), 1979, vol. 51, N 1, p. 11—40; 1987, vol. 101, N 2, p. 277—314.
- [5] Golikova O. A., Tadzhiev A. J. Less-Comm. Met., 1981, vol. 82, N 2, p. 169—171.
- [6] Richards S. M., Kasper J. S. J. Less-Comm. Met., 1969, vol. 25, N 2, p. 237—251.
- [7] Терехов В. А., Голикова О. А., Горбачев В. В., Ильин Ю. А., Домашевская Э. П. Изв. АН СССР, серия физ., 1982, т. 46, № 4, с. 749—752.
- [8] Terekhov V. A., Trostyanskiy S. N., Domashevskaya E. P., Golikova D. A., Mezdrogina M. M., Sorokina K. L., Kazanin M. M. Phys. St. Sol. (a), 1986, vol. 138, N 3, p. 647—653.
- [9] Терехов В. А., Голикова О. А., Домашевская Э. П., Тростянский С. Н., Междрогина М. М., Сорочкина К. Л. ФТП, 1984, т. 18, № 10, с. 1897—1899.
- [10] Domashevskaya E. P., Terekhov V. A., Solovjev N. E., Ugai Ya. A. J. Less-Commun. Met., 1976, vol. 47, N 2, p. 189—192.
- [11] Голикова О. А. ФТТ, 1987, т. 29, № 9, с. 2869—2872.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
22 сентября 1987 г.

О ДЫРОЧНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ИЗОЛЯТОРОВ МОТТА—ХАББАРДА

Б. Я. Мойжес, С. Г. Супрун

В последние месяцы новые высокотемпературные сверхпроводники [1] интенсивно исследуются во многих лабораториях. Было установлено, что исходный нелегированный La_2CuO_4 , имеющий одну дырку в d -оболочке