

УДК 537.226; 537.311.32; 538.956

© 1991

## СТАТИСТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ДЕФЕКТАМИ И ПЕРЕХОД КРИСТАЛЛА В СУПЕРИОННОЕ СОСТОЯНИЕ

Ю. Р. Забродский, Ю. Б. Решетняк

Определен необходимый для реализации суперионного перехода характер расположения локальных электронных уровней на дефектах. Получены условия перехода от собственной к собственно-дефектной электронной проводимости как в нормальном, так и в суперионном состояниях. Предложенный подход позволяет интерпретировать экспериментальные данные об изменении концентрации и типа свободных носителей при суперионном фазовом переходе, температуры перехода при подсветке образца.

1. В [1] была предложена модель суперионного состояния, которая рассматривает суперионный переход как следствие диполь-дипольного взаимодействия неустойчивых пар вакансии—ион в междоузлии (о неустойчивых парах см. [2, 3]). В [1] предполагалось, что изменениями в электронной подсистеме при образовании дефектов в кристалле можно пренебречь. Между тем, как было показано еще в [4], учет перераспределения электронов по локальным уровням на дефектах может привести к существенному изменению термодинамически равновесных концентраций дефектов по сравнению с величинами, вычисленными без учета такого перераспределения. Влияние электронной подсистемы может оказаться существенным и при изучении взаимодействующих дефектов. Действительно, в работах [5, 6] было экспериментально показано, что при суперионном фазовом переходе могут происходить значительные изменения в концентрации и типе свободных носителей. В [7] было обнаружено резкое изменение температуры суперионного фазового перехода при освещении кристалла (обзор работ по изменениям в электронной подсистеме при суперионном переходе см. в [8]).

Целью настоящей работы является построение термодинамики суперионного фазового перехода в модели взаимодействующих неустойчивых пар с учетом статистического взаимодействия электронной и ионной подсистем.

2. Рассмотрим стехиометрический беспримесный кристалл с шириной запрещенной зоны  $E_g$  и энергией образования неустойчивой пары  $E_n = E_v + E_k$ , где  $E_v$  — энергия образования пары Френкеля,  $E_k$  — кулоновская энергия взаимодействия заряженных компонент неустойчивой пары (вакансии иона в междоузлии). Пусть каждая неустойчивая пара вносит в кристалл два уровня: донорный и акцепторный с энергиями  $E_d$  и  $E_a$  соответственно, отсчитанными от дна зоны проводимости. Будем предполагать, что положение уровней не зависит от концентрации дефектов. Отметим, что в случае статистического взаимодействия электронов и пар Френкеля, рассматривавшемся в [4], такое приближение всегда является оправданным благодаря большому расстоянию между дефектами: положение локального уровня на данном дефекте не зависит ни от расположения других дефектов, ни от занятости их локальных уровней. Иначе обстоит дело в случае неустойчивых пар из-за малого расстояния между компонентами пары: вакансией и междоузельным ионом. В этом случае поло-

жение уровня зависит, во-первых, от расстояния между компонентами пары, во-вторых, от того, занят или свободен второй локальный уровень данной пары для носителя противоположного знака. В [9] было показано, что при расстоянии между вакансией и междоузельным атомом  $r > 2\hbar^2/m_{\pm}eq$  положение уровней может быть оценено как  $E_a = E_-$ ,  $E_d = E_g - E_+$ , где

$$E_{\pm} = \frac{m_{\pm}e^2q^2}{\hbar^2\epsilon^2} \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{R_{\pm}} + \left( 1 + \frac{1}{R_{\pm}} \right) \exp(-2R_{\pm}) \right), \quad (1)$$

где  $m_{+(-)}$  — масса электрона (дырки),  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $e$  — заряд электрона,  $q$  — заряд дефекта,  $R_{\pm} = rm_{\pm}eq/\hbar^2$ . Ясно, что зависимость  $E_{\pm}(R_{\pm})$  можно пренебречь только при достаточно больших расстояниях между компонентами пары. Тем не менее примем упрощающее предположение о независимости положения локальных уровней от расположения дефектов и занятости их уровней. Это позволяет провести анализ до конца в замкнутом виде, не внося при этом принципиальных искажений в физическую картину.

Введем следующие обозначения:  $n$  и  $p$  — концентрации свободных электронов и дырок в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно;  $u = x_1 + x_2$  — общая концентрация неустойчивых пар, ориентированных как по  $(x_1)$ , так и против  $(x_2)$  выбранного направления [1];  $z = (x_1 - x_2)/(x_1 + x_2)$  — параметр порядка системы, принимающий отличное от нуля значение при фазовом переходе в суперионное состояние [1];  $n_a$  и  $n_d$  — концентрации электронов на акцепторных и донорных уровнях;  $T$  — температура в энергетических единицах. Все концентрации нормированы на число атомов разупорядочивающейся подрешетки в кристалле  $N$ . Ясно, что диполями являются те неустойчивые пары, донорный уровень которых занят, а акцепторный — свободен. Доля таких пар равна  $(n_d/u) \times (1 - n_a/u)$ .

Свободная энергия системы имеет вид

$$\Delta F = \Delta E_d + \Delta E_e - T(\Delta S_d + \Delta S_e),$$

$$\Delta E_d = E_d u N + E_k n_d \left( 1 - \frac{n_a}{u} \right) N - \varphi z^2 n_d^2 \left( 1 - \frac{n_a}{u} \right)^2 N,$$

$$\Delta E_e = E_g p N + (E_d - E_a) n_a N + E_d (n - p) N,$$

$$\Delta S_d = \ln \frac{(f/2)^{uN}}{[N(1-u)]! (x_1 N)! (x_2 N)!},$$

$$\Delta S_e = \ln \frac{Q_n^{nN} Q_p^{pN}}{(nN)! (pN)!} \frac{(uN)!}{[N(u - n_d)]! (n_d N)!} \frac{(uN)!}{[N(u - n_a)]! (n_a N)!}, \quad (2)$$

где  $f$  — число состояний междоузельного иона в зоне неустойчивости вакансии;  $Q_{n(p)}$  — плотность состояний электронов (дырок) на дне зоны проводимости (потолке валентной зоны);  $\Delta E_d$  — изменение энергии системы при введении дефектов: первое слагаемое в  $\Delta E_d$  — энергия образования  $uN$  пар вакансия—атом в междоузлии; второе — уменьшение энергии образования пар за счет кулоновского взаимодействия компонентов неустойчивых пар, если оба компонента заряжены; третье — энергия диполь-дипольного взаимодействия неустойчивых пар ( $\varphi$  — параметр, характеризующий напряженность самосогласованного поля неустойчивых дефектов [1]);  $\Delta E_e$  — изменение энергии системы за счет перераспределения электронов между доступными им состояниями;  $\Delta S_d$  и  $\Delta S_e$  — конфигурационные энтропии дефектов и электронов соответственно. Величины концентраций дефектов и электронов (свободных и локализованных) связаны уравнением электронейтральности

$$p + u - n_d = n_a + n. \quad (3)$$

Условие минимума свободной энергии (2) совместно с уравнением (3) дает систему уравнений для нахождения температурной зависимости всех переменных ( $u$ ,  $z$ ,  $n$ ,  $p$ ,  $n_a$  и  $n_d$ )

$$pn = \exp\left(-\frac{E_g}{T}\right) Q_n Q_p,$$

$$\frac{Q_p(u - n_d)}{n_{ap}} = \exp\left\{\frac{1}{T}\left[E_g - E_a - E_k \frac{n_d}{u} + 2\varphi \frac{z^2}{u} n_d^2 \left(1 - \frac{n_a}{u}\right)\right]\right\},$$

$$\frac{Q_p(u - n_d)}{n_{ap}} = \exp\left\{\frac{1}{T}\left[E_g - E_d + E_k \left(1 - \frac{n_a}{u}\right) - 2\varphi z^2 n_d \left(1 - \frac{n_d^2}{u}\right)\right]\right\},$$

$$\frac{f(1-u)u}{n_d(u - n_d)(1 - z^2)^{1/2}} = \exp\left\{\frac{1}{T}\left[E_c + E_k \left(1 - \frac{n_a}{u} + \frac{n_a n_d}{u^2}\right) - 2\varphi z^2 n_d \left(1 - \frac{n_a}{u}\right) \left(1 - \frac{n_d}{u}\right) \left[\left(1 - \frac{n_d}{u}\right) + \frac{n_d n_d}{u^2}\right]\right]\right\},$$

$$\frac{1-z}{1+z} = \exp\left[-\frac{4\varphi z}{T} \frac{n_d^2}{u} \left(1 - \frac{n_a}{u}\right)^2\right]. \quad (4)$$

Обозначим

$$a = n_d/u, \quad d = n_a/u$$

$$\eta_1 = (1 - z^2)^{1/2} \exp\left\{\frac{1}{T}\left[-E_k a(1-d) - 2\varphi z^2 u d(1-a) \left[(1-a)(1-d) + ad\right]\right]\right\},$$

$$\eta_2 = \exp\left\{\frac{1}{T}\left[E_k(1-a) - 2\varphi z^2 u d(1-a)^2\right]\right\},$$

$$\eta_3 = \exp\left\{\frac{1}{T}\left[-E_k d + 2\varphi z^2 u d^2(1-a)\right]\right\}. \quad (5)$$

Тогда система уравнений (4) принимает более компактный вид

$$np = Q_g^2, \quad u = \left(1 + \frac{ad}{n} \frac{Q_a}{c} \eta_1 \eta_3\right)^{-1},$$

$$a = \left(1 + \frac{Q_a}{n} \eta_3\right)^{-1}, \quad d = \left(1 + \frac{Q_d}{n} \eta_2\right)^{-1},$$

$$\ln \frac{1+z}{1-z} = \frac{4\varphi z}{T} d^2 (1-a)^2 \left(1 + \frac{da}{nc} Q_a \eta_1 \eta_3\right)^{-1}, \quad (6)$$

где  $Q_{a(d)} = Q_n \exp\{-E_{a(d)}/T\}$ ,  $c = f \exp\{-(E_c + E_k)/T\}$  — равновесная концентрация не взаимодействующих неустойчивых пар [10]. Подставляя (6) в (5), получаем систему уравнений для нахождения  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\eta_3$  как функций  $n$  и  $z$

$$\eta_1 = (1 - z^2)^{1/2} \exp\left\{\frac{1}{T}\left[-E_k \left(1 + \frac{Q_a}{n} \eta_3\right)^{-1} \frac{Q_d}{n} \eta_2 \left(1 + \frac{Q_d}{n} \eta_2\right)^{-1} - 2\varphi z^2 c \eta_1^{-1} \left[\frac{\frac{Q_a}{n} \eta_3}{1 + \frac{Q_a}{n} \eta_3} \frac{\frac{Q_d}{n} \eta_2}{1 + \frac{Q_d}{n} \eta_2} + \left(1 + \frac{Q_a}{n} \eta_3\right)^{-1} \left(1 + \frac{Q_d}{n} \eta_2\right)^{-1}\right]\right]\right\},$$

$$\eta_2 = \exp\left\{\frac{1}{T} \frac{\frac{Q_a}{n} \eta_3}{1 + \frac{Q_a}{n} \eta_3} (E_k - 2\varphi z^2 c \eta_1^{-1})\right\},$$

$$\eta_3 = \exp\left\{\frac{1}{T} \left(1 + \frac{Q_d}{n} \eta_2\right)^{-1} (2\varphi z^2 c \eta_1^{-1} - E_k)\right\}. \quad (7)$$

Система (7) всегда имеет единственное решение, причем

$$\eta_1 \in \left[ 0, \exp \left\{ -\frac{E_k}{T} \left( 1 + \frac{Q_a}{n} \eta_3 \right)^{-1} \frac{\frac{Q_d}{n} \eta_2}{1 + \frac{Q_d}{n} \eta_2} \right\} (1 - z^2)^{1/2} \right],$$

$$\eta_2 \in \left[ \exp \left\{ \frac{1}{T} (E_k - 2\varphi z^2 c \eta_1^{-1}) \right\}, 1 \right],$$

$$\eta_3 \in \left[ 1, \exp \left\{ -\frac{1}{T} (E_k - 2\varphi z^2 c \eta_1^{-1}) \right\} \right].$$

Из уравнения электронейтральности (3) получаем уравнение для  $n$

$$n + \left[ \left( 1 + \frac{Q_d}{n} \eta_2 \right) + \frac{Q_a}{nc} \eta_1 \eta_3 \left( 1 + \frac{Q_a}{n} \eta_3 \right)^{-1} \right]^{-1} =$$

$$= \frac{Q_g^2}{n} + \frac{Q_a}{n} \eta_3 \left[ \left( 1 + \frac{Q_a}{n} \eta_3 \right) + \frac{Q_a}{nc} \eta_1 \eta_3 \left( 1 + \frac{Q_d}{n} \eta_2 \right)^{-1} \right]^{-1}. \quad (8)$$

3. Проведем анализ полученных уравнений. Напомним, что  $u$  определяет общую концентрацию пар. Концентрация же неустойчивых пар  $c_1$ , оба компонента которых заряжены, и концентрация пар  $c_2$ , захвативших на свой локальный уровень хотя бы один свободный носитель, равны

$$c_1 = ud(1 - a), \quad c_2 = u - c_1, \quad (9)$$

Соответственно из  $c_2 N$  междоузельных атомов и вакансий заряженными являются  $(n_d - c_1) N$  вакансий и  $(c_2 - n_a) N$  междоузельных атомов (предполагается, что неустойчивые пары образуются в катионной подрешетке). Остальные дефекты  $(u - n_d) N$  вакансий и  $n_a N$  междоузельных атомов являются нейтральными.

Для неустойчивой пары, один из компонентов которой становится нейтральным, возможны два типа эволюции. В случае, если ее размер  $r$  превышает радиус упругой зоны неустойчивости вакансии  $r_0^V \approx 5 \div 7 \text{ \AA}$  [11], такая пара становится устойчивой. Если же  $r < r_0^V$ , то пара остается неустойчивой. Последнее является наиболее вероятным, поскольку в среднем  $r = 2 \div 3 \text{ \AA}$ .

Поскольку  $Q_a \gg Q_d$  и  $\eta_3 > 1 > \eta_2$ , то  $Q_a \eta_3 \gg Q_d \eta_2$ . Поэтому достаточно рассмотреть три возможных случая

$$\begin{aligned} 1) \quad & Q_d \eta_2 \ll Q_a \eta_3 \ll n, \\ 2) \quad & Q_d \eta_2 \ll n \ll Q_a \eta_3, \\ 3) \quad & n \ll Q_d \eta_2 \ll Q_a \eta_3. \end{aligned} \quad (10)$$

В первом случае из (6) и (7) получаем

$$a \approx 1, \quad d \approx 1, \quad \eta_1 \approx (1 - z^2)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{2\varphi z^2 c}{T (1 - z^2)^{1/2}} \right\},$$

$$\eta_2 \approx 1, \quad \eta_3 \approx \exp \left\{ \frac{1}{T} \left[ \frac{2\varphi z^2 c}{(1 - z^2)^{1/2}} - E_k \right] \right\}.$$

Подставляя полученные значения в (6), имеем  $\ln(1+z)/(1-z) \approx 0$ , т. е.  $z=0$  при любой температуре и, следовательно, суперионный переход не происходит ни при каких температурах. Общая концентрация дефектов в этом случае равна

$$u \approx \left[ 1 + \frac{Q_a}{nc} \exp \left( -\frac{E_k}{T} \right) \right]^{-1}.$$

Концентрация пар, обладающих дипольным моментом,  $c_1 \approx 0$ , т. е. на локальном уровне практически всех пар находится носитель заряда, в дан-

ном случае — электрон: концентрация заряженных вакансий  $c_v \approx 0$ , а междоузельных атомов  $c_i \approx 0$  (если считать, что электронный уровень находится на междоузельном катионе, а дырочный уровень — на вакансии).

Во втором случае (10)

$$a \approx 0, \quad d \approx 1, \quad \eta_1 \approx (1 - z^2)^{1/2},$$

$$\eta_2 \approx \eta_3^{-1} \approx \exp \left\{ \frac{1}{T} [E_k - 2\varphi z^2 (1 - z^2)^{-1/2} c] \right\}.$$

Уравнение для  $z$  из (6) в этом случае имеет вид

$$\ln \frac{1+z}{1-z} = \frac{4\varphi z}{T} \left[ 1 + \frac{(1-z^2)^{1/2}}{c} \right]^{-1}, \quad (11)$$

совпадающий с соответствующим уравнением, полученным без учета электронной подсистемы в [1]. Если удерживать при выводе (11) из (6) члены первого порядка малости, получаем

$$\ln \frac{1+z}{1-z} = \frac{4\varphi z}{T} \left\{ \left( 1 + \frac{(1-z^2)^{1/2}}{c} \right)^{-1} - (c + (1-z^2)^{1/2})^{-2} \times \right.$$

$$\left. \times \left[ c(1-z^2)^{1/2} \left( \frac{Q_d \eta_2}{n} + \frac{n}{Q_a \eta_3} + 2 \frac{Q_d \eta_2}{n} + \frac{n}{Q_a \eta_3} \right) \right] \right\}. \quad (12)$$

Видно, что учет электронной подсистемы приводит к сближению температур двух фазовых переходов, описываемых уравнением (11) [1]. Критическая температура низкотемпературного перехода  $T_{c1}$  ( $z \neq 0$  при  $T > T_{c1}$ ) увеличивается, а высокотемпературного  $T_{c2}$  ( $z \neq 0$  при  $T < T_{c2}$ ) — уменьшается.

При собственной проводимости (ниже будет показано, что она осуществляется при достаточно малых  $T$  и  $z$ )  $n = Q_n \exp(-E_g/2T)$  и неравенства (10) для рассматриваемого случая сводятся к условию на расположение локальных уровней в запрещенной зоне

$$E_d - E_k + 2\varphi z^2 (1 - z^2)^{-1/2} c \gg \frac{E_g}{2} \gg E_a + E_k - 2\varphi z^2 (1 - z^2)^{-1/2} c.$$

Выполнение этих неравенств зависит от температуры только посредством температурной зависимости  $z$  и  $c$ . При собственно-дефектной проводимости, о которой речь пойдет в следующем разделе статьи, неравенства (10) не имеют такого простого вида. Концентрации заряженных и нейтральных дефектов (9) при выполнении второго из неравенств (10) равны

$$u \approx \left[ 1 + \frac{(1-z^2)^{1/2}}{c} \right]^{-1},$$

$$c_2 \approx [c + (1-z^2)^{1/2}]^{-2} \left[ c(1-z^2)^{1/2} \left( \frac{Q_d \eta_2}{n} + \frac{n}{Q_a \eta_3} \right) + 2 \frac{Q_d \eta_2}{n} + \frac{n}{Q_a \eta_3} \right],$$

$$c_1 = u - c_2, \quad c_v \approx c_2 - u \frac{Q_d \eta_2}{n}, \quad c_i \approx c_2 - u \frac{n}{Q_a \eta_3}.$$

При выполнении третьего из неравенств (10)

$$a \approx 0, \quad d \approx 0, \quad \eta_3 \approx 0,$$

$$\eta_1 \approx (1 - z^2)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{2\varphi z^2 c}{T(1-z^2)^{1/2}} \right\},$$

$$\eta_2 \approx \exp \left\{ \frac{1}{T} [E_k - 2\varphi z^2 c \eta_1^{-1}] \right\}.$$

Уравнение (6) для  $z$  в этом случае сводится к  $\ln [(1+z)/(1-z)] \approx 0$ , т. е.  $z=0$  и суперионная фаза с  $z \neq 0$  не реализуется ни при каких темпера-

турах. Концентрации заряженных и незаряженных дефектов (9) соответственно равны

$$c_1 \approx 0, \quad c_2 \approx u, \quad c_v \approx 0, \quad c_i \approx u, \quad u \approx \left[ 1 + \frac{n}{Q_d c} \exp\left(-\frac{E_k}{T}\right) \right]^{-1}.$$

Таким образом, суперионная фаза с  $z \neq 0$  существует только при выполнении условий

$$Q_d \exp\left(\frac{E_k}{T}\right) \ll n \ll \exp\left(-\frac{E_k}{T}\right), \quad (13)$$

причем условия (13) должны выполняться только после перехода в фазе с  $z \neq 0$ , невыполнение же их в низкотемпературной фазе не является само по себе препятствием для фазового перехода.

4. Рассмотрим изменения, происходящие в электронной подсистеме. Концентрация свободных электронов определяется уравнением (8), из которого видно, что необходимым и достаточным условием наличия собственной электронной проводимости системы ( $n=p=Q_g$ ) является выполнение неравенств

$$\begin{aligned} Q_g &\gg \left[ \left(1 + \frac{Q_d}{Q_g} \eta_2\right) + \frac{Q_a}{Q_g c} \eta_1 \eta_3 \left(1 + \frac{Q_a}{Q_g} \eta_3\right)^{-1} \right]^{-1}, \\ Q_g &\gg \frac{Q_a}{Q_g} \eta_3 \left[ \left(1 + \frac{Q_a}{Q_g} \eta_3\right) + \frac{Q_a}{Q_g c} \eta_1 \eta_3 \left(1 + \frac{Q_d}{Q_g} \eta_2\right)^{-1} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (14)$$

При

$$Q_d \exp\left(\frac{E_k}{T}\right) \ll Q_a \exp\left(-\frac{E_k}{T}\right) \ll Q_g$$

неравенства (14) сводятся к

$$Q_g \gg \left[ 1 + \frac{Q_a}{Q_g c} \exp\left(-\frac{E_k}{T}\right) \right]^{-1} \quad \text{или} \quad T \ll \frac{E_v - E_a}{\ln(f/Q_n)}.$$

При невыполнении этого неравенства проводимость системы дырочная ( $n \ll p$ ). В случае  $Q_g \ll Q_d \exp(E_k/T) \ll Q_a \exp(-E_k/T)$  неравенства (14) сводятся к условию

$$Q_g \gg \left[ 1 + \frac{Q_g}{Q_d c} \exp\left(-\frac{E_k}{T}\right) \right]^{-1} \quad \text{или} \quad T \ll \frac{E_v - E_g + E_d}{\ln(f/Q_n)}.$$

При выполнении обратного неравенства проводимость системы электронная ( $n \gg p$ ). Таким образом, даже в том случае, когда при низких температурах осуществляется собственная проводимость, при повышении температуры она становится собственно-дефектной [4], а концентрация свободных электронов изменяется в сторону выполнения неравенств (13), т. е. следствием перехода от собственной к собственно-дефектной проводимости может явиться суперионный фазовый переход.

Наиболее интересен последний возможный случай  $Q_d \exp(E_k/T) \ll \ll Q_g \ll Q_a \exp(-E_k/T)$ , при котором неравенства (14) сводятся к

$$Q_g \gg \left[ 1 + \frac{(1-z^2)^{1/2}}{c} \right]^{-1} \quad \text{или} \quad T \ll \frac{E_v + E_k - E_g/2}{\ln(f/Q_n(1-z^2)^{1/2})}.$$

При невыполнении этого неравенства проводимость становится собственно-дефектной, причем если  $Q_d Q_a > Q_g^2$ , то она является дырочной ( $p \gg n$ ), а при  $Q_d Q_a < Q_g^2$  — электронной ( $n \gg p$ ). При  $z$ , близком к 1, собственно-дефектная проводимость реализуется практически при любых температурах.

Таким образом, как показано выше, несмотря на то что в результате учета перераспределения электронов по уровням дефектов полная концентрация неустойчивых пар (как и в случае с парами Френкеля [4])

всрастает, суперионный фазовый переход подавляется или повышается его критическая температура из-за снижения концентрации «дипольных» неустойчивых пар, выражающемся в эффективном уменьшении параметра  $\varphi$ . При внешнем воздействии (например, подсветке), способствующем переходам электронов с локальных уровней в зонные состояния, возможно увеличение концентрации неустойчивых пар с заряженными компонентами и, следовательно, инициация суперионного фазового перехода. Именно с этим обстоятельством связано уменьшение  $T_c$  в  $\text{AgI}$  и  $\text{Ag}_2\text{S}$  при подсветке, экспериментально наблюдавшееся в [7].

Переход от собственной к собственно-дефектной проводимости при суперионном фазовом переходе может приводить к изменению основного типа носителей, что и наблюдалось в [6] для кристаллов  $\text{AgI}$ .

Авторы благодарны В. М. Кошкину за обсуждение результатов работы.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Забродский Ю. Р., Решетняк Ю. Б., Кошкин В. М. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 1. С. 69—76.
- [2] Кошкин В. М., Забродский Ю. Р. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 11. С. 3480—3483.
- [3] Кошкин В. М., Забродский Ю. Р. // ДАН СССР. 1976. Т. 223. № 6. С. 1323—1326.
- [4] Винецкий В. Л., Холодарь Г. А. Статистическое взаимодействие электронов и дефектов в полупроводниках. Киев, 1969. 188 с.
- [5] Vücić Z., Horvatić V., Ogorelec Z. // J. Phys. C. 1982. V. 15. N 12. P. 3539—3546.
- [6] Masumdar D., Govindacharyulu P. A., Bose D. N. // J. Phys. Chem. Sol. 1982. V. 43. N 9. P. 933—940.
- [7] Каргужанский А. Л., Кудряшова Л. К., Резников В. А., Трофимов О. А. // Опт. и спектр. 1987. Т. 63. № 6. С. 1196—1197.
- [8] Гуревич Ю. Я., Харкац Ю. И. // Химия твердого тела (Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР). 1987. Т. 4. С. 3—157.
- [9] Забродский Ю. Р., Кошкин В. М. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 10. С. 2857—2862.
- [10] Кошкин В. М., Минков Б. И., Гальчинецкий Л. П., Кулик В. Н. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 1. С. 129—132.
- [11] Кошкин В. М., Забродский Ю. Р., Подорожанская Н. М. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение». 1979. № 3 (11). С. 21—26.

Харьковский политехнический  
институт им. Ленина

Поступило в Редакцию  
28 апреля 1990 г.