

ОБОБЩЕННЫЙ КРИТЕРИЙ ХАРРИСА ДЛЯ ПРОТЯЖЕННЫХ ДЕФЕКТОВ

А. А. Лужков

Для точечных эффектов типа случайная температура критерий Харриса формулируется следующим образом: если индекс теплоемкости идеального кристалла отрицателен — $\alpha_0 < 0$, то дефекты не влияют на критическое поведение системы. Его обобщенный аналог $\alpha < 0$ является необходимым условием сохранения характеристик фазового перехода (ФП) при малом изменении концентрации уже имеющихся дефектов, т. е. новый индекс теплоемкости α кристалла с точечными примесями отрицателен [1]. В настоящей работе мы обобщим этот критерий на различные модели протяженных дефектов.

Одним из широко распространенных типов несовершенств кристаллической структуры является дислокация. В случае, когда создаваемыми ею упругими полями можно пренебречь (например, для винтовой дислокации в упругоизотропной среде), она эквивалентна линейному или протяженному дефекту. В основном рассматривались ситуации, когда дефекты скорректированы в ξ -мерном подпространстве и случайно распределены в «поперечном» к нему пространстве ($d - \xi$) измерений, где $\xi \geq 0$ — эффективная размерность дефектов [2-4]. При $\xi = 1$ это система параллельных линейных дефектов. Как и в случае точечных примесей, малая концентрация таких дефектов не меняет характер ФП, но может изменить критические индексы. В работе [2] был получен критерий Харриса для этой модели: индексы в системе не изменяются, если $\alpha_0 + \xi \nu_0 < 0$. Подставляя в него индексы идеального изотропного кристалла в $d = (4 - \varepsilon)$ -мерном пространстве, получаем

$$\alpha = (4 - m) \varepsilon + (m + 8) \xi + O(\varepsilon^2) < 0, \quad (1)$$

где m — число компонент параметра порядка (ПП), $\xi \sim \varepsilon$. Если условие (1) не выполнено, то ФП описывается новыми индексами, причем индексы корреляционного радиуса «вдоль» и «поперек» выделяемого дефектами направления различны: $\nu_i = z \nu_{\perp}$, $z > 1$, а также $\alpha = 2 - (d - \xi) \nu_{\perp} - \xi \nu_{\parallel}$. В низшем приближении по регуляризаторам ε , ξ имеем [2, 3]

$$m = 1: 2\nu_{\perp} = z = 1 + \sigma, \quad \sigma = [(9\xi + 3\varepsilon)/106]^{1/2},$$

$$m > 1: 2\nu_{\perp} = 1 + [3m\varepsilon + (5m + 4)\xi]/b, \quad (2)$$

$$z = 1 + a/b, \quad b = 16(m - 1).$$

При $\xi = 0$ ν_{\perp} переходит в соответствие для точечных примесей, а индексы типа z , ν_{\parallel} «выпадают» из всех выражений.

Получим теперь обобщенный критерий Харриса для этой модели. Взаимодействие ПП со случайным полем температур ФП $V(x)$ порождает дополнительную константу взаимодействия w , определяемую через парный конфигурационный коррелятор поля V

$$w = \int d^d x \langle V(x) V(0) \rangle.$$

Поскольку, как показано в [2, 3], у соответствующих уравнений ренормализационной группы (РГ) для этой модели существует устойчивая фиксированная точка (ФТ), малые флуктуации случайного поля δV должны оставлять ее неподвижной, т. е. при $T \rightarrow T_c$ добавка δw от δV к w асимптотически стремится к нулю. Используя общий метод анализа размерностей величин в критической области (см., например, [1]), получаем, что δw асимптотически стремится к нулю при выполнении условия

$$\rho = \alpha + \xi \nu_{\parallel} < 0, \quad (3)$$

которое и является искомым обобщенным критерием Харриса. В (3) уже стоят новые индексы, характеризующие протяженные дефекты. Проверим это условие для индексов, определяемых соотношением (2); имеем

$$m = 1: \rho \approx -2\sigma = -2(z - 1),$$

$$m > 1: \rho \approx -2a/b = -2(z-1).$$

Таким образом, поскольку $z > 1$, убеждаемся, что критерий (3) выполняется в низшем порядке двойного ϵ , ξ разложения.

Модель с точечными и линейными дефектами, ориентированными в d взаимно перпендикулярных направлениях и сохраняющимися в среднем изотропию кристалла, была рассмотрена в [4] при $d=3$, $\xi=1$. Рассуждая аналогичным образом, нетрудно получить для этого случая изотропный вариант критерия (3). В [4] в низшем приближении теории возмущений было получено $2 - \eta - \nu^{-1} = g = 1$ для $m > 2$, откуда имеем $\rho = 2 - 2\nu = -2\eta$. Поскольку индекс Фишера в этой модели положителен, получаем $\rho < 0$, т.е. критерий (3) также выполняется. В этом случае $m = 1$ в [4] было указано, что ФП описывается индексами кристалла только с точечными дефектами, т. е. с $w = 0$. Однако, подставляя численные значения этих индексов, являющихся индексами примесной модели Изинга ($\nu = 0.67\dots$; $\alpha = -0.013\dots$ [5]), получаем, что критерий (3) не выполняется. Таким образом, ФП при $m = 1$ не эквивалентен ФП только с точечными примесями. Из-за случайного вырождения системы уравнений РГ их анализ в рамках низшего приближения неадекватен и требует учета еще как минимум двух порядков теории возмущений, что является чрезвычайно сложной математической задачей. Мы предполагаем, что при $m = 1$ устойчивая ФТ, удовлетворяющая условию (3), все же существует, на что косвенно указывает независимость g от m в рамках низшего приближения.

Полученный в работе обобщенный критерий Харриса (3) прежде всего является необходимым условием, которому должны удовлетворять критические индексы кристалла с протяженными дефектами. Из него, в частности, следует, что для дислокаций и других линейных дефектов $\alpha < -\nu < -1/2$. Кроме того, индекс ρ описывает асимптотическое убывание константы взаимодействия ПП с упругими

полями, создаваемыми дефектами типа дислокационных диполей в упругоизотропной среде. В критической области эта константа пропорциональна $|T - T_c|^\nu$. Действительно, это непосредственно следует из того, что в случае квадратичной стрижки случайное поле V и тензор случайных деформаций сопряжены квадрату ПП и, следовательно, управляются в критической области одним и тем же индексом, как это имеет место для точечных упругих диполей (см., например, [6]).

Список литературы

- [1] Ма Ш. Современная теория критических явлений: Пер. с англ. М., 1980. 298 с.
- [2] Boyanovsky D., Cardy J. L. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 1. P. 154—170.
- [3] Lawrie I. D., Prudnikov V. V. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 10. P. 1655—1668.
- [4] Дороговцев С. Н. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 5. С. 2053—2067.
- [5] Mayer I. O. // J. Phys. A. 1989. V. 22. N 14. P. 2815—2823.
- [6] Лужков А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 113—115.

Электротехнический институт
им. В. И. Ульянова (Ленина)
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
6 апреля 1992 г.

УДК 548: 537.611.43:539.124

© Физика твердого тела, том 34, № 10, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 10, 1992

ЭПР ИОНОВ Ce^{3+} В КРИСТАЛЛЕ $KMgF_3$

И. Р. Ибрагимов, И. И. Фазлижанов, М. Л. Фалин, В. А. Уланов

Диэлектрические кристаллы, активированные ионами Ce^{3+} , перспективны как активные среды перестраиваемых лазеров УФ-диапазона. Однако число таких сред в настоящее время ограничено. Поэтому поиск и исследования подобного типа веществ весьма актуальны.

Кристаллы двойных фторидов со структурой перовскита интересны тем, что, с одной стороны, они находят широкое практическое применение, а с другой — являются удобными модельными системами для изучения магнитно-оптических свойств примесных парамагнитных ионов. Однако, несмотря на многочисленные попытки, внедрить ионы Ce в эти кристаллы не удавалось, и настоящая работа посвящена первому экспериментальному исследованию этих ионов в кристаллах $KMgF_3$ (предварительные результаты представлены в [1]).

$KMgF_3:Ge$ были выращены методом Чохральского. Концентрация Ce в шихте 0.1—1 вес. %.

Экспериментальные исследования спектров ЭПР проводились на спектрометре «Varian» E-12 в X-диапазоне СВЧ при $T = 4$ К.

Характерной чертой кристаллов $KMgF_3$ (рис.1), активированных примесными ионами, является множественность образуемых парамагнитных центров (ПЦ). Это обусловлено тем, что примесные ионы могут замещать или одно-, или двухвалентные катионы матрицы, в связи с чем возникает многообразие типов замещений и компенсаций избыточного положительного заряда.

Спектр ЭПР состоит из большого числа линий различной интенсивности в диапазоне 0.005—1.5 Т. В области 03—04 Т наблюдается спектр Mn^{2+} , присутствующего в качестве неконтролируемой примеси.

Выделены три типа ПЦ Ce^{3+} — Ce^{3+} (I), Ce^{3+} (II), Ce^{3+} (III), находящихся в структурно-неэквивалентных позициях. Из угловых зависимостей линий ЭПР в