

$$\exp \{ i \omega x_1 \} dx_1, \quad (19)$$

где

$$z = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} - \left(D_1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} D_2 \right).$$

При $z \rightarrow \infty$ поле в плоскости $P(x_3)$ соответствует спектру пространственных частот АФР в раскрыве антенны, а следовательно, – диаграмме направленности антенны, свободной от масштабных несоответствий. Как известно, измерение диаграммы направленности излучающих систем производится в дальней зоне излучателя с граничным расстоянием, подчиняющимся условию $z \gg d^2/\lambda$, что в описываемом варианте восстановления голограммы, как нетрудно показать, используя соотношение (20), и приводит к ограничению на расстояние до плоскости измерения

$$D_2 \gg \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \left(\frac{d^2}{\lambda_1} + D_1 \right), \quad (21)$$

которое является абсолютно приемлемым для измерений в лабораторных условиях без привлечения дополнительных средств оптической обработки информации (использования Фурье-преобразующих свойств линз). Действительно, для $\lambda_1 - 3$ см, $\lambda_2 - 0,63$ мкм (He-Ne лазер) и размера раскрыва излучающей системы 10 м граница зоны Фраунгофера для восстановленного изображения не превышает одного метра. Таким образом, оказывается возможным моделирование диаграмм направленности СВЧ-антенн в видимом диапазоне длин волн с сохранением формы ДН. Следует учитывать, однако, что все проведенные расчеты относились к одномерному случаю. Аналогичное рассмотрение для двумерной голограммы свидетельствует о нарушении равенства масштабов преобразования в плоскости изображения и соответственно в спектральных частотах. Масштабное соответствие может быть достигнуто лишь в единственном сечении диаграммы направленности, что следует учитывать при измерениях.

Список литературы

1. Голография: Методы и аппаратура / Под ред. В. М. Гинзбург, Б. М. Степанова. М., 1974.
2. Гинзбург В. М., Степанов Б. М. Голографические измерения. М., 1981.
3. Алешкевич Н. И., Ключников А. С., Кондратенко В. И. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1: Физ. Мат. Мех. 1989. № 2. С. 15.
4. Бахрах Л. Д., Курочкин А. П. Голография в микроволновой технике. М., 1979.
5. Бахрах Л. Д., Крежнецкий С. Д., Курочкин А. П. и др. Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне. Л., 1985.
6. Зверев В. А. Радиооптика. М., 1975.

Поступила в редакцию 22.03.93.

УДК 538.245

М. И. ДАНИЛЬКЕВИЧ

ПОЛЯРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В ОКСИДНЫХ ФЕРРОШПИНЕЛЯХ

The effective mass, electron-phonon interaction constant and polaron range are defined in oxide spinels $Ni_{1-c}Zn_cFe_2O_4$, $(Li_{0.5}Fe_{0.5})_{1-c}Zn_cFe_2O_4$, $Li_{0.5}Fe_{2.5(1-c)}Ga_{2.5c}O_4$, $CoFe_{2(1-c)}Ga_{2c}O_4$, $CoFe_{2(1-c)}Cr_{2c}O_4$ ($0 < c < 1$). It is discovered that the increment of these parameters is caused by the increase of c . The activation energy of electrical conductivity and the dissociation energy of polaron are compared.

Шпинели $Ni_{1-c}Zn_cFe_2O_4$, $(Li_{0.5}Fe_{0.5})_{1-c}Zn_cFe_2O_4$, $Li_{0.5}Fe_{2.5(1-c)}Ga_{2.5c}O_4$, $CoFe_{2(1-c)}Ga_{2c}O_4$, $CoFe_{2(1-c)}Cr_{2c}O_4$ ($0 < c < 1$) характеризуются высокой степенью ионности. Для сильномагнитных кристаллов ($c = 0$) доля ионной связи, определенная по отношению эффективного заряда Сигети q^* к максимально возможному заряду q_{max} [1], составляет величину в пре-

делах 0,75 – 0,80. В диамагнитно разбавленных шпинелях ($0 < c \leq 1$) значение $q^*/q_{\max}$ достигает 0,90. Поэтому, следуя идеям Ландау [2], [3] и Фейнмана [4], будем считать, что электроны проводимости не являются свободными, а находятся в так называемых поляронных состояниях. В таких кристаллах вырванный из связи электрон свалился мгновение, необходимое для установления поляризации и смещения. Оттолкнув от себя отрицательные ионы и приблизив положительные, он попадает в созданную им самим потенциальную яму. Происходит самолокализация электрона и его энергия уменьшается, равную глубине поляронной ямы.

Полярон представляет собой квазичастицу, эффективная масса которой при сильном электрон-фононном взаимодействии может быть значительно больше массы свободного электрона, так как вместе с кристаллом движется облако поляризации решетки. В этом случае полярон локализуется на катионе или же на анионной вакансии. Представляет собой полярон малого радиуса. Его движение осуществляется перескоками между эквивалентными кристаллографическими позициями, для чего необходима некоторая энергия активации. Она затрачивается на изменение поляризации соседних узлов решетки, которое обеспечивает эквивалентность их узлу, где полярон локализован.

На основании сделанных ранее оценок характеристик поляронной модели в никель-цинковых ферритах [5], основанных на экспериментальных данных об электропроводности и диэлектрической проницаемости, можно предположить, что в названных выше других оксидных шпинелях носителями тока являются поляроны малого радиуса.

Выражение энергии полярона E_p и величины его радиуса r_p мы получим минимизацией полной энергии поляронного электрона. Последняя состоит из кинетической энергии его вращения в полевом радиуса r и потенциальной энергии взаимодействия электрона с ионно поляризующейся частью континуальной диэлектрической среды [6]. При этом

$$E_p = - \frac{1}{2\pi^2} \frac{m^* e^4}{\hbar^2} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right),$$

$$r_0 = r_p = \frac{\pi^2 \hbar^2 \kappa^2}{m^* e^4},$$

где $(\kappa^*)^{-1} = 1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_s$ – эффективная диэлектрическая проницаемость, ϵ_s – статический предел проницаемости, ϵ_∞ – оптическая диэлектрическая проницаемость. Эти составляющие $\epsilon^*(\omega)$ получены нами из спектров вещественной части $\epsilon(\omega)$, построенных в диапазоне 5 – 10¹⁵ Гц.

Входящую в (1) и (2) эффективную массу m^* поляронного электрона также можно оценить, имея спектры $\epsilon'(\omega)$ в области резонансов реальных колебаний и данные об энергии активации электропроводности E_a . Согласно Фейнману [4],

$$m^* = 232m \left(\frac{\alpha}{10} \right)^4,$$

где константа α электрон-фононного взаимодействия связана с энергией полярона E_p и предельной частотой ω_L продольных оптических фононов соотношением:

$$E_p = \frac{1}{10} \alpha^2 \hbar^2 \omega_L^2.$$

Учитывая, что энергия активации проводимости E_a равна энергии тепловой диссоциации полярона и равна $(1/3)E_p$, по формуле (3) получим

$$\frac{m^*}{m} = 21 \frac{E_a^2}{\hbar^4 \omega_L^2}.$$

Располагая экспериментальными значениями E_a , ϵ_s и ϵ_∞ , эффективной

ную массу полярона можно определить также и по соотношению (1). В таблице приведены значения m^* , средние по величинам m^* , полученным рассмотренными двумя методами. Радиус полярона вычислен в предположении, что эффективная масса электрона, движущегося внутри поляронной ямы, равна массе свободного, или «голового», электрона.

Электрические свойства и характеристики поляронного электрона в некоторых сильномагнитных и диамагнитно разбавленных шпинелях

Шпинель	E_g , эВ	ϵ_s	ϵ_∞	$\omega_L \cdot 10^{-14}$, с $^{-1}$	m^*/m	α	r_n , Å
NiFe ₂ O ₄	0,28	12,2	5,67	1,114	52	6,2	0,49
Li _{0,5} Fe _{2,5} O ₄	0,38	14,7	6,03	0,999	77	7,6	0,51
Li _{0,5} Ga _{2,5} O ₄	1,10	10,8	4,30	1,207	261	11,8	0,70
CoFe ₂ O ₄	0,56	12,3	6,15	0,914	181	9,4	0,42
CoFeGaO ₄	0,84	8,4	4,47	1,105	219	10,7	0,54
CoGa ₂ O ₄	1,05	7,1	3,95	1,176	278	11,7	0,58

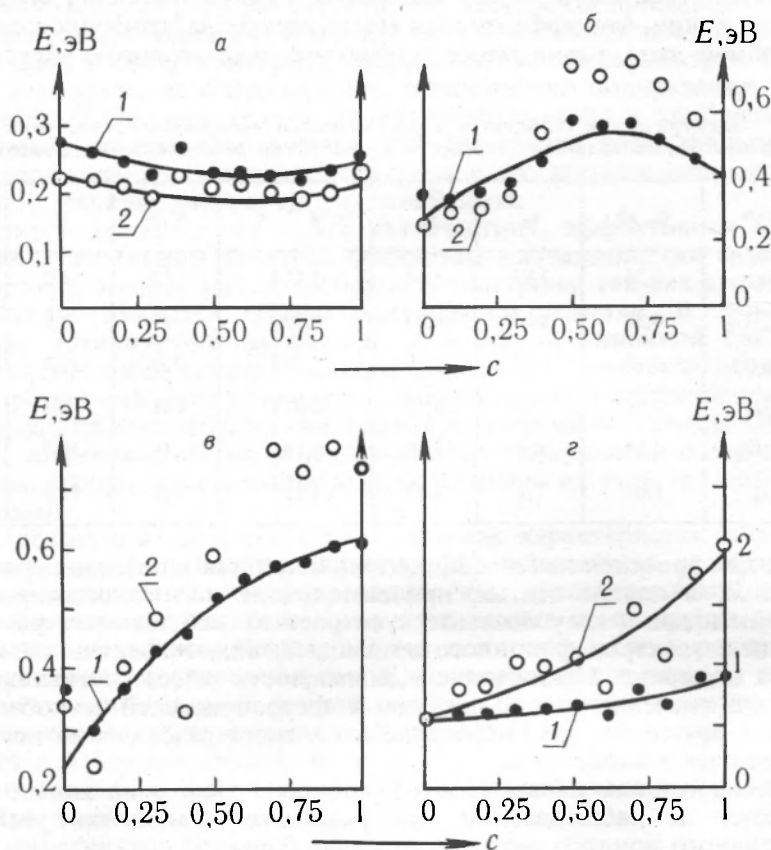
Как для приведенных в таблице шпинелей, так и в твердых растворах, указанных в начале статьи, при замещении магнитоактивных ионов диамагнитными (чему соответствует рост c) наблюдается увеличение константы электрон-фоонного взаимодействия, эффективной массы и размера полярона. Исключение в зависимости $m^*(c)$ составляют лишь бинарные системы никель-цинковых феррошпинелей и кобальтовых ферритов-хромитов, где степень диамагнитного разбавления невелика и m^* почти не зависит от c .

Рост названных параметров поляронного электрона можно понять как результат наблюдаемого при указанном замещении увеличения эффективного ионного заряда вследствие большей локализации валентных электронов на анионах из-за уменьшения доли обменного магнитного взаимодействия. Переход от сильномагнитных шпинелей типа CoFe₂O₄ и NiFe₂O₄ к чисто диамагнитной решетке Li_{0,5}Ga_{2,5}O₄ увеличивает эффективный ионный заряд q^*/e от 1,70 до 2,05.

Увеличение заряда ионов приводит к тому, что вместе с электроном движется все большее число связанных с ним фононов, о чем свидетельствует рост α . Так как среднее число фононов $\langle N \rangle$, «сопровождающих» движущийся по кристаллу электрон, равно $\alpha/2$ [7], можно видеть (см. таблицу), что при переходе от сильномагнитных шпинелей к диамагнитным $\langle N \rangle$ возрастает примерно от 3 до 6.

Полученные величины r_n сопоставимы с размерами октаэдрических пор, образованных ионами кислорода в решетке шпинели. Для идеальной плотной упаковки O²⁻, которые в шпинели укладываются в гранецентрированный куб, радиус октаэдрической поры, $r_{\text{окта}} = 0,41 r_{O^{2-}}$, составляет 0,56 Å, если принять $r_{O^{2-}}$ по Белову и Бокию равным 1,36 Å. Эта величина $r_{\text{окта}}$ близка к вычисленным значениям r_n , что позволяет связать полярон с локализацией электрона на катионе, расположенном в октаэдрическом междоузлии. Но если принять, что эффективная масса электрона, движущегося с пределах поляронной ямы, может быть не равна массе свободного электрона, а меньше ее, то рассчитанный (2) r_n увеличится. Сравнивая полученные нами характеристики полярона с аналогичными данными, известными для ионных щелочно-галлоидных кристаллов [7], можно положить $m^*_{\text{пол}} = 0,4 m$. Тогда r_n станет выше приведенных в таблице значений в 2,5 раза и будет примерно соответствовать размеру анионной вакансии ($\sim 1,36$ Å). Чтобы ответить на вопрос о том, какая из рассмотренных моделей локализации поляронного электрона ближе к реальности, необходимы количественные данные о

вакансиях по кислороду и концентрации поляронных электронов представляет собой сложную экспериментальную задачу.



Сопоставление энергии активации проводимости (1) и энергии тепловой диссоциации полярона (2) в бинарных системах:

$\text{Ni}_{1-c}\text{ZnFe}_2\text{O}_4$ (а); $(\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{0.5})_{1-c}\text{ZnFe}_2\text{O}_4$ (б);
 $\text{CoFe}_2(1-c)\text{Ga}_{2c}\text{O}_4$ (в); $\text{CoFe}_2(1-c)\text{Cr}_{2c}\text{O}_4$ (г)

Тем не менее сравнение рассчитанных по модели полярона радиуса и экспериментальных значений энергии активации электропроводимости (рисунок 1) исследованных оксидных шпинелей показывает, что примененные для расчета поляронные соотношения (1 – 5) не только качественно, но и полукачественно отражают реальную связь «свободного» электрона с решеткой и могут быть положены в основу прогнозирования величины их электрических свойств и изменения их при диамагнитном замещении.

Список литературы

1. Данилькевич М. И. Диэлектрическая спектроскопия ферритных шпинелей: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Мн., 1991.
2. Ландау Л. Д. Собр. тр. М., 1969. Т. 1. С. 90.
3. Пекар С. И. Исследования по электронной теории кристаллов. М.; Л., 1955.
4. Feunmann R. P. //Phys. Rev. 1955. V.97. № 3. P.660.
5. Данилькевич М. И. //Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1: Физ. Мат. Мех. 1977. № 3. С. 55.
6. Пекар С. И. //ЖЭТФ. 1949. Т. 19. С. 796.
7. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М., 1969.

Поступила в редакцию 29.03.93.