

бых полях  $H_{\text{eff}}^1 = H - 2H_{\text{ex}} < 0$ , поэтому и  $M_{rr} < 0$ . При низких температурах  $M_0 > |M_{rr}|$ . С ростом температуры по мере заселения уровней основного мультиплета  $M_0 (H_{\text{eff}}^1, T) \rightarrow 0$ , в то время как  $M_{rr}$  при этом меняется слабо. Поэтому существует такое значение  $T = T_0$ , при котором  $M_0(T_0) = |M_{rr}|$ , а следовательно, и  $M_{\text{Sm}}(T_0) = 0$ .

Магнитная структура  $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при 100 К приведена на рис. 2 ( $M_1 = 0.11 \mu_B$ ,  $M_2 = -0.058 \mu_B$ ,  $\theta_1 \approx 22^\circ$ ,  $\theta_2 \approx 37^\circ$  для  $T = 100 \text{ К}$ ). Обращает на себя внимание совершенно необычный вид конфигурации магнитных моментов ионов  $\text{Sm}^{3+}$ . Имеются две ярко выраженные магнитные подсистемы. Первая подсистема образована магнитными моментами ионов в местах 1, 3, 5, а вторая — в местах 2, 4, 6. Внутри каждой подсистемы моменты равны друг другу по величине и лежат в плоскостях  $(1\bar{1}0)$ ,  $(01\bar{1})$  и  $(10\bar{1})$  под одинаковыми углами к оси  $[111]$ , причем в случае первой подсистемы этот угол острый, а в случае второй — тупой. Вклады  $M_1$  и  $M_2$  этих подсистем в  $M_{\text{Sm}}$  противоположны по знаку (рис. 2). Магнитные моменты ионов  $\text{Sm}^{3+}$  в местах 1, 3, 5 ориентированы под острым углом к  $M_{\text{Fe}}$ , в то время как магнитные моменты ионов  $\text{Sm}^{3+}$  в местах 2, 4, 6 составляют с  $M_{\text{Fe}}$  тупой угол. Таким образом, при отсутствии  $\text{Sm}-\text{Sm}$  обменного взаимодействия указанные магнитные подсистемы ионов  $\text{Sm}^{3+}$  «псевдоантиферромагнитно» упорядочены. Этот факт обусловлен тем, что для ионов  $\text{Sm}^{3+}$ , расположенных в местах 1, 3, 5, основной вклад в величину магнитного момента дает изинговская составляющая, обусловленная расщеплением основного дублета обменным полем. Эти составляющие направлены вдоль осей  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 011 \rangle$  и  $\langle 101 \rangle$  соответственно для позиций 1, 3, 5, т. е. образуют острый угол с направлением  $M_{\text{Fe}}$ . В то же время в случае  $M_{\text{Fe}} \parallel \langle 111 \rangle$  для ионов в позициях 2, 4, 6 изинговские составляющие магнитного момента обращаются в нуль, так как  $M_{\text{Fe}}$  перпендикулярен изинговским осям намагничивания этих ионов. Основной вклад в магнитный момент этих ионов дают ванфлековские составляющие, обусловленные примешиванием первого возбужденного мультиплета к основному и образующие тупой угол с направлением  $M_{\text{Fe}}$ .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Nekvasil V. // Czech. J. Phys. 1984. V. B34. P. 1052—1059.
- [2] Звездин А. К., Матвеев В. М., Мухин А. А., Попов А. И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М., 1985. 296 с.
- [3] Дорофеев О. А., Попов А. И. // ФТТ. 1989. Т. 31. N 11. С. 124—126.
- [4] Wybourne B. G. Spectroscopic properties of rare earths. N. Y., 1965. 236 p.
- [5] Gulliot M., Le Gall H., Marhand A. // IEEE Trans. Magn. 1986. V. 22. N 5. P. 1239—1241.
- [6] Валиев У. В., Звездин А. К., Кринчик Г. С. и др. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. N 7. С. 311—326.

Московский институт электронной техники

Поступило в Редакцию  
9 апреля 1990 г.

УДК 537.226

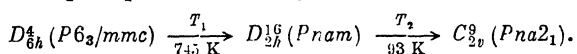
© Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

## СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ИЗОСТРУКТУРНОЙ СИСТЕМЕ СЕЛЕНАТА КАЛИЯ

*Л. Н. Пелих, А. П. Шамшин, Э. В. Матюшкин*

Селенат калия относится к обширному классу кристаллов структурного типа  $\beta\text{-K}_2\text{SeO}_4$ ,  $D_{2h}^{16} - Pnam$ ,  $z=4$  с общей формулой  $A_2\text{BX}_4$  ( $A = \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}, \text{NH}_4$ ,  $\text{BX}_4 = \text{SO}_4, \text{SeO}_4, \text{BeF}_4$ ).

Известно, что  $\text{K}_2\text{SeO}_4$  испытывает ряд фазовых переходов (ФП)



Переход в полярную фазу  $T_2$  предваряется переходом в промежуточную несоизмерную  $T_1=129$  К.

Механизму индуцирования несоизмерной фазы в  $K_2SeO_4$  посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ. Согласно [1], в этом кристалле ФП из неполярной фазы в полярную должен обязательно идти через промежуточную фазу со сверхструктурой, период которой несоизмерим с основным периодом. Экспериментально было показано, что в  $K_2SeO_4$  на температурной зависимости диэлектрической проницаемости при переходах неполярная—несоизмерная—полярная фаза (при  $T_1$  и  $T_2$ ) наблюдаются характерные диэлектрические аномалии, которые могут быть легко измерены [2]. Наблюдаемые экспериментально

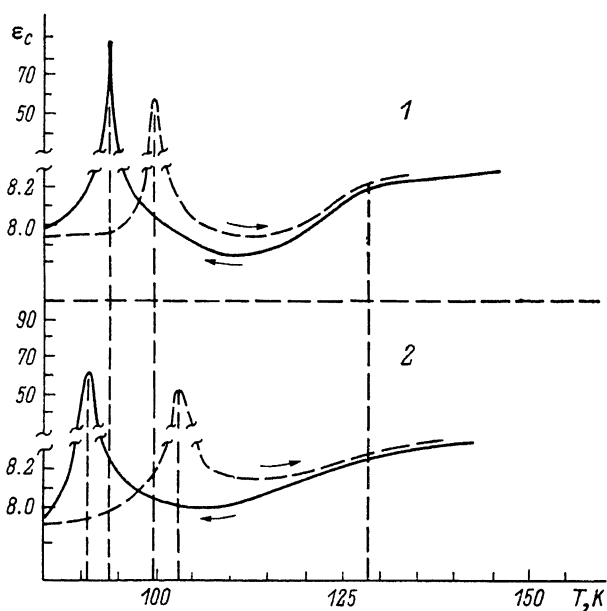


Рис. 1.

аномалии диэлектрических свойств довольно хорошо согласуются с выводами феноменологической теории, поэтому  $K_2SeO_4$  является удобным объектом для исследования свойств несоизмерных фаз.

В настоящей работе проведено исследование влияния различных примесей, в том числе и полярных, на сегнетоэлектрический ФП в  $K_2SeO_4$  и на особенность образования несоизмерной фазы в этом кристалле.

Теоретически и экспериментально известно, что различные дефекты (примеси), если они взаимодействуют с параметром порядка, могут приводить к изменению характера ФП и даже индуцировать новые ФП. Особую роль могут играть полярные дефекты с реориентирующимися дипольными и квадрупольными моментами [3]. Такие дефекты увеличивают электронно-колебательное взаимодействие между атомами кристаллической решетки и могут значительно изменять температурную область существования несоизмерной фазы.

Известно, что примесь замещения с малым ионным радиусом может занимать нецентральное положение в вакантном узле. В случае  $K_2SeO_4$  такой примесью может быть  $Li^+$ . При замене  $K^+$  на  $Li^+$  литий играет роль электрического диполя и может рассматриваться как полярная примесь (дефект).

ФП в  $K_2SeO_4 : Li^+$  и  $K_2SeO_4 - Rb_2SeO_4$ ,  $K_2SeO_4 - Cs_2SeO_4$  изучались методом диэлектрической спектроскопии. Были исследованы температурные зависимости диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь на частоте 1 кГц в районе сегнетоэлектрического ФП и несоизмерной фазы.

На рис. 1 показана температурная зависимость диэлектрической проницаемости при  $T_2$  и  $T_i$  в чистом  $K_2SeO_4$  (1) и с примесью 5 %  $Li^+$  (2). Видно, что примесь  $Li^+$  приводит к уменьшению аномалии при сегнетоэлектрическом ФП, увеличению температурного гистерезиса и размытию аномалии  $\epsilon$  при  $T_i$ . Необходимо отметить, что в  $K_2SeO_4$  из-за наличия пространственно-модулированной структуры наблюдается аномальный температурный гистерезис при  $T_2$  [4], который экспериментально изучался в [5]. В [5] монокристаллы  $K_2SeO_4$  подвергались облучению, что приводило к возникновению дополнительных дефектов и увеличению температурного гистерезиса при  $T_2$ . В нашем случае такими дополнительными дефектами были нецентральные ионы  $Li^+$ , которые похожим образом повлияли на температурную зависимость диэлектрической проницаемости при сегнетоэлектрическом ФП. Значительное размытие аномалии  $\epsilon$  при  $T_i$  в легированном  $K_2SeO_4$ : 5 %  $Li$  не позволяло сделать вывод об изменении температуры перехода неполярная—несоразмерная фаза.

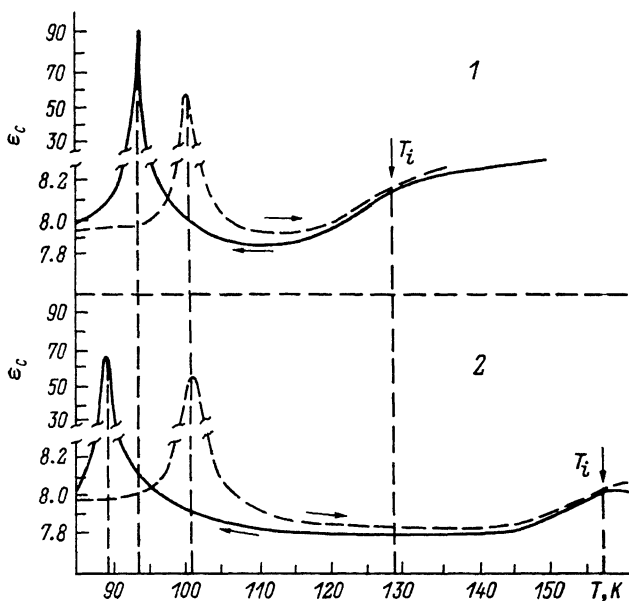


Рис. 2.

На рис. 2 показана температурная зависимость диэлектрической проницаемости системы изоструктурных кристаллов  $K_2SeO_4$  (1) и  $K_2SeO_4$ : 5 %  $Rb$  (2). Видно, что с ростом концентрации  $Rb_2SeO_4$  диэлектрическая аномалия при переходе неполярная—несоразмерная фаза смещается в высокотемпературную область. Подобное смещение аномалии  $\epsilon$ , но с обратным знаком наблюдалось в экспериментах по влиянию гидростатического давления на диэлектрические свойства  $K_2SeO_4$  [2]. В нашем случае при замещении  $K^+$  на  $Rb^+$  происходит пропорциональное увеличение периодов элементарной ячейки кристаллической решетки. Такое увеличение объема ячейки можно рассматривать как своеобразный эффект отрицательного давления на монокристалл  $K_2SeO_4$ , обратный гидростатическому сжатию.

Необходимо отметить, что смещение  $T_i$  в системе  $K_2SeO_4$ — $Cs_2S_2O_4$  значительно больше, чем в  $K_2SeO_4$ — $Rb_2SeO_4$ , и одинаковое значение эффекта отрицательного давления достигается при меньших концентрациях  $Cs^+$  ( $T_i=160$  К при 3 %  $Cs^+$  и 5 %  $Rb^+$ ). При легировании  $K_2SeO_4$  рубидием и цезием наблюдается увеличение температурного гистерезиса при сегнетоэлектрическом ФП.

В заключение отметим, что эксперименты показывают непохожее влияние на несоразмерную фазу и сегнетоэлектрический ФП различных примесей (дефектов) при нецентральном и изоморфном замещениях в  $K_2SeO_4$  ионов  $K^+$  на  $Li^+$ ,  $Rb^+$  и  $Cs^+$ .

- [1] Санников Д. Г., Леванюк А. П. // ФТТ. 1978. Т. 20. N 4. С. 1005—1012.  
 [2] Kudo S., Ikeda T. // J. Phys. Soc. Jap. 1981. V. 50. N 3. P. 733—734.  
 [3] Вихний В. С., Недолянская Е. Г., Шильников А. В., Юшин Н. К. // ФТТ. 1988. Т. 30. N 2. С. 606—609.  
 [4] Струков Б. А., Уесу И., Арутюнова В. М. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 35. N 10. С. 424—427.  
 [5] Леманов В. В., Бржезина Б., Есаян С. Х., Караев А. // ФТТ. 1984. Т. 26. N 5. С. 1331—1333.

Харьковский институт  
инженеров железнодорожного транспорта

Поступило в Редакцию  
16 апреля 1990 г.

УДК 538.945 . 539.166

© Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

## ПАРАМЕТРЫ ТЕНЗОРА ГРАДИЕНТА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В УЗЛАХ БАРИЯ ДЛЯ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , ОПРЕДЕЛЕННЫЕ МЕТОДОМ МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

*Г. Т. Дарибаева, В. Ф. Мастеров, Ф. С. Насрединов, П. П. Серегин*

Экспериментальное определение параметров тензора градиента электрического поля (ГЭП) в узлах решетки  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  является актуальной задачей. В первую очередь это объясняется возможностью для указанной керамики провести сравнение экспериментальных и расчетных параметров ГЭП и, как результат, оценить справедливость тех исходных предположений, в рамках которых производится расчет решеточных сумм.

Наиболее полная информация о параметрах ГЭП в узлах кристаллической решетки может быть получена методами ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) и мессбауэровской спектроскопии. Однако в применении к  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  оба метода относятся либо к центрам меди (ЯКР на изотопах  $^{63}Cu$ ,  $^{65}Cu$  [1]), либо к примесным центрам в положении атомов меди (эффект Мессбауэра на изотопах  $^{57}Fe$  ( $^{57}Co$ ) [2],  $^{119}Sn$  [3] и  $^{67}Zn$  ( $^{67}Cu$ ) [4]), либо к центрам редкоземельных металлов в положении атомов иттрия (эффект Мессбауэра на изотопах  $^{151}Eu$  [5],  $^{155}Gd$  [6],  $^{161}Dy$  [7],  $^{166}Er$  [8],  $^{169}Tm$  [9] и  $^{170}Yb$  [10]). Не касаясь здесь проблемы извлечения из экспериментальных значений  $e^2qQ$  информации о  $eq_{кр}$  (см., например, обсуждение в [4]), отметим лишь, что практически отсутствуют прямые измерения параметров тензора ГЭП в узлах атомов бария для керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (здесь  $eQ$  — квадрупольный момент исследуемого ядра;  $eq$  — главная компонента тензора ГЭП на исследуемом ядре;  $eq_{кр}$  — главная компонента тензора ГЭП, создаваемого ионами решетки в данном узле). Это связано как с трудностями измерений спектров ЯКР на изотопах  $^{135}Ba$ ,  $^{137}Ba$ , так и с отсутствием стабильных мессбауэровских изотопов бария.

В настоящей работе предлагается использовать для определения параметров тензора ГЭП в узлах бария эмиссионную мессбауэровскую спектроскопию на изотопе  $^{133}Ba$  ( $^{133}Cs$ ). Электронный захват в материнском ядре  $^{133}Ba$  приводит к образованию возбужденного 81-кэВ уровня  $^{133}Cs$ , причем энергия отдачи при испускании нейтрино в данном случае не превышает 1 кэВ, так что дочерний атом цезия оказывается в положении атомов бария. Изомерный переход в  $^{133}Cs$  совершается между состояниями со спинами  $5/2$  и  $7/2$ , поэтому при нахождении атома цезия в кристаллическом поле, симметрия которого ниже кубической, в мессбауэровском спектре должно появиться восемь линий разной интенсивности. Однако, учитывая