

$$(ka_0) = \frac{a_0}{d} \ln \left[\frac{1}{2} e^{d/a_0} - \sqrt{\frac{1}{4} e^{2d/a_0} - e^{d/a_0}} \right]. \quad (7)$$

Как непосредственно следует из (7), СС в КП возникают, когда $d/a_0 > 2 \ln 2$. При $d/a_0 = 2 \ln 2$ СС сливается с непрерывным спектром.

На рис. 1 приведена зависимость ЭСС (в относительных единицах) от напряженности магнитного поля. Оценки проводились для полупроводниковой пленки типа Ge ($E_0 = 0.57$ МэВ [⁵]). Кривая 1 описывает зависимость ЭСС от напряженности магнитного поля для массивного образца [⁶].

На рис. 2 приведена зависимость ЭСС от толщины пленки для различных значений напряженности магнитного поля. Кривая 2 описывает поведение СС в отсутствие магнитного поля. С ростом H (кривая 2) СС возникают при меньших толщинах КП.

Если примесь расположена не в центре КП ($\beta \neq 1$), то СС в магнитном поле появляются при больших значениях толщины пленки (кривая 3 на рис. 2 получена для $p = 0.5$, $\beta = 0.5$). Это связано с тем, что чем ближе примесный центр находится к поверхности, тем быстрее нарушается критерий существования СС в КП.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] E. M. Gershenson, A. P. Mel'nikov and R. I. Rabinovich, *Electron—Electron Interactions in Disordered Systems*. Edited by A. L. Efros and M. Pollak, Elsevier Science Publishers B. V. 1985. P. 670.
- [2] Демков Ю. Н., Островский В. Н. Метод нулевого радиуса в атомной физике. Л., 1975. С. 240.
- [3] Кривчик В. Д., Ималов З. З. // ФТП. 1983. Т. 17. № 7. С. 1235—1241.
- [4] Прудников А. Б., Брычков Ю. А., Марычев О. И. Интегралы и ряды (дополнительные главы). М.: Наука, 1986. С. 800.
- [5] Masaki Taniguchi, Shin-ichiro Natita // J. Phys. Jpn. 1979. V. 47. P. 1503—1510.
- [6] Синявский Э. П., Сафронов Е. Ю. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 1—5.

Институт прикладной физики
Кипинев

Поступило в Редакцию
17 июля 1990 г.

УДК 537.226

© Физика твердого тела, том 33, № 4, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 4, 1991

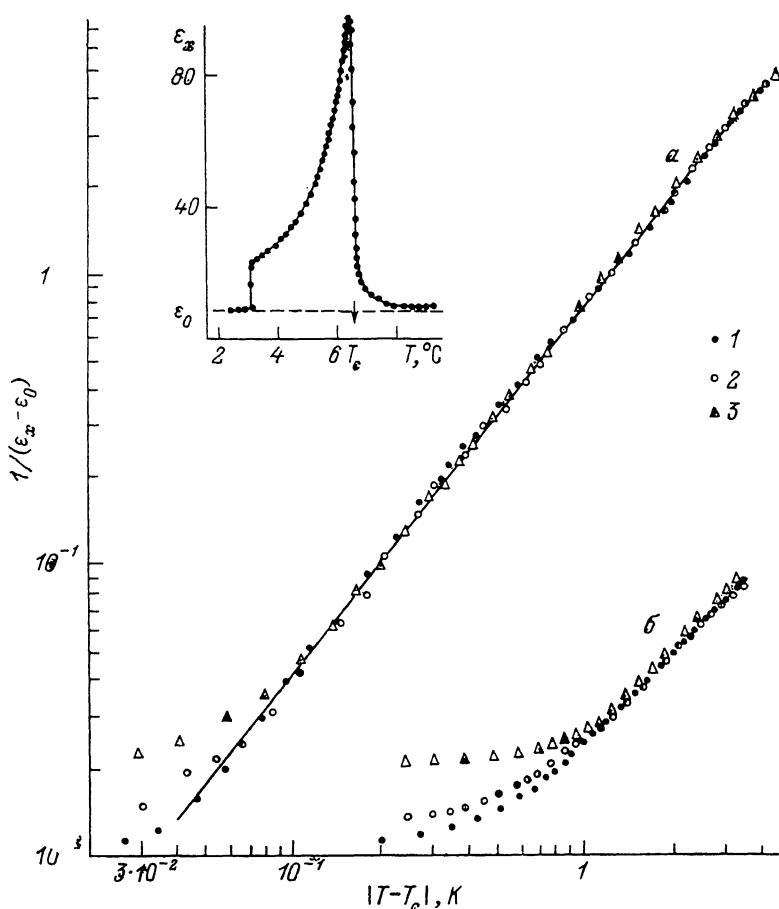
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

КРИТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА НЕСОРАЗМЕРНАЯ — СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ФАЗЫ В КРИСТАЛЛЕ ТМА — $ZnCl_4$

С. Н. Каллаев, И. К. Камиллов

Известно, что теория фазовых переходов второго рода Ландау дает качественное, а во многих случаях и количественное описание аномалий при структурных фазовых переходах [¹]. Однако в ряде кристаллов в области структурных фазовых переходов (в том числе и сегнетоэлектрических) обнаружены широкие интервалы температур, в которых для описания поведения термодинамических величин необходимо учитывать флуктуационные эффекты. В частности, для сегнетоэлектрических кристаллов Cs_2HPO_4 [²] и танана [³] на основании исследований диэлектрических и оптических свойств показано, что критический индекс для восприимчивости имеет неклассические значения: соответственно $\gamma \approx 1.31$ в области температур $3 < T - T_c < 90$ К и $\gamma \approx 1.28$ в области $1.5 < T - T_c < 11$ К. Поэтому в последнее время проявляется повышенный интерес к исследованиям критических явлений в области структурных фазовых переходов различного типа.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования критического поведения диэлектрической проницаемости в кристалле $\{N(CH_3)_4\}_2ZnCl_4$ (TMA—ZnCl₄) в области несобственного сегнетоэлектрического фазового перехода. Кристаллы TMA—ZnCl₄ (тетраметиламмония—тетрахлорцинканата) имеют пять структурных фазовых переходов: $Pm\bar{c}n (D_{2h}^{16}) \rightarrow$ несоразмерная фаза $\rightarrow P2_1cn (C_{2v}^9) \rightarrow P112_1/n (C_{2h}^5) \rightarrow P12_1/c1 (C_{2h}^5) \rightarrow P2_12_12_1 (D_2^4)$ соответственно при $+20^\circ, +6.6^\circ, +3.3^\circ,$



Температурная зависимость аномальной части диэлектрической проницаемости в параэлектрической (несоразмерной) и сегнетоэлектрической фазах для трех образцов кристалла TMA—ZnCl₄ в двойном логарифмическом масштабе. $T > T_c$, $\gamma = 1.30 \pm 0.06$ (а), $T < T_c$, $\gamma = 1.0 \pm 0.04$ (б).

Образцы приготовлены из различных участков выращенного монокристалла TMA—ZnCl₄: из «центральной» (1, 2) и приповерхностной части (3). На вставке — температурная зависимость ϵ_x в области сегнетоэлектрического фазового перехода.

$-92^\circ, -112^\circ \text{C}$. В узкой температурной области $3.3 < T < 6.6^\circ \text{C}$ реализуется сегнетоэлектрическая фаза со спонтанной поляризацией P , (с малой величиной $0.006 \text{ кмКл}\cdot\text{см}^{-2}$) вдоль оси a (x) [4].

Исследования проводились на трех образцах, вырезанных из различных участков монокристалла, выращенного из раствора. На грани образцов, перпендикулярные полярной оси a (x), наносились электроды из серебряной пасты. Диэлектрическая проницаемость ϵ_x измерялась на частоте 1.6 кГц . Точность стабилизации температуры не хуже 10^{-2} К .

Согласно [5], критическое поведение изменения аномальной части диэлектрической восприимчивости $\Delta\epsilon = \epsilon_x - \epsilon_0$ с температурой $\Delta T = T - T_c$ можно описать выражением

$$\Delta\epsilon \sim |\Delta T|^{-\gamma},$$

где γ — критический индекс, который в классической теории равен единице; ϵ_0 — «регулярная» часть восприимчивости, не связанная с фазовым переходом. Температура фазового перехода T_c для каждого образца кристалла определялась по данным измерения ϵ_c и P_c как в переменном, так и в постоянном поле с точностью ± 0.015 К.

На рисунке приведены результаты экспериментальных данных температурной зависимости аномальной части диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ от ΔT в двойном логарифмическом масштабе для трех образцов кристалла ТМА— $ZnCl_4$ в области фазового перехода. Как видно из этого рисунка, в области температур $0.06 < T - T_c < 3.5$ К критический индекс имеет значение $\gamma \approx 1.30 \pm 0.06$. Заметное отличие найденного значения критического индекса от классической величины для теории Ландау ($\gamma = 1.0$) носит скорее всего флуктуационный характер. В области температур $0.8 < T_c - T < 3.3$ К (в сегнетофазе) критический индекс $\gamma = 1$, т. е. приобретает классическое значение. Такая особенность в поведении $\Delta\epsilon(\Delta T)$ выше и ниже T_c может быть связана с различным характером молекулярного взаимодействия. В сегнетоэлектрической фазе ($T < T_c$), в которой дальнедействующее диполь-дипольное взаимодействие велико по сравнению с короткодействующим, имеем классическое поведение системы $\gamma \approx 1$. В области $T > T_c$ (несоразмерная фаза), по-видимому, дипольная связь мала, и тогда существует температурная область, в которой будет проявляться нормальное критическое поведение системы (изинговское с $\gamma = 1.30$) с короткодействием. Следует отметить, что приложение постоянного электрического поля, монодоменизирующего кристалл, не изменяет характер температурной зависимости $\Delta\epsilon(\Delta T)$ и значения критических индексов.

Данные измерений в непосредственной окрестности точки фазового перехода T_c (см. рисунок) следуют иной температурной зависимости, причем эта температурная область неодинакова по величине для образцов, вырезанных из различных участков выращенного монокристалла. Так, для образцов, приготовленных из участков, близких к поверхности и «центру» монокристалла, где он оптически более однороден, эти температурные области соответственно равны $T_c + 0.11$ К и $T_c + 0.04$ К. Такой характер поведения естественно связать с влиянием дефектов и примесей, количество которых больше в приповерхностных участках кристалла. Этот вывод подтверждается и данными измерений характера логарифмической зависимости избыточной удельной теплоемкости с температурой в γ -облученных кристаллах ТГС в окрестности T_c [6, 7].

Таким образом, в пределах точности нашего эксперимента можно считать, что для кристалла ТМА— $ZnCl_4$ выявлена температурная область критического поведения диэлектрической восприимчивости с критическим индексом $\gamma = 1.30 \pm 0.06$, заметно отличающимся от классического значения. Для более полной и однозначной интерпретации полученных результатов измерений необходимо детальное изучение поведения и других термодинамических величин в критической области.

Авторы признательны Ш. Саваде за кристаллы, предоставленные для исследований.

Список литературы

- [1] Леванюк А. П., Савников Д. Г. // УФН. 1974. Т. 112. С. 561—595.
- [2] Blinc R., Zeks B., Levstik A., Filipic C., Burgav M., Shuvalov I. A., Baranov A. J. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 231—236.
- [3] Lajzerowicz J., Legrand J.-F. // Phys. Rev. B. 1978. V. 17. N 3. P. 1438—1444.
- [4] Sawada S., Shiroishi Y., Yamamoto A., Takashige M., Matsuo M. // J. Phys. Soc. Jpn. 1978. V. 44. P. 687—689.
- [5] Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления: Пер. с англ. М., 1973. 420 с.
- [6] Strukov B. A., Taraskin S. A., Fedorikhin V. A., Minaeva K. A. // J. Phys. Soc. Jpn. 1980. V. 49. P. 7—10.
- [7] Ета К., Saito H., Hamano K. // Abstr. Meet. Jap. Phys. Soc. 1981.