

Петрозаводский государственный  
университет

Фазовый переход  
в сегнетоэлектриках.  
Температура  
фазового перехода

*Методические указания*

Петрозаводск 2000

МЕТОДИКА

Петрозаводский государственный университет

# ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ. ТЕМПЕРАТУРА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

*Методические указания к лабораторной работе  
для студентов 4 курса  
специальности «Твердотельная электроника  
и микрэлектроника»*

Петрозаводск  
Издательство Петрозаводского государственного университета  
2000

Рассмотрены и рекомендованы к печати на заседании  
редакционной комиссии по отрасли науки и техники «физика»  
27 января 2000 г.

Печатаются по решению редакционно-издательского совета  
университета

Составители: В. П. Малиненко, доцент, канд. физ.-мат. наук,  
А. Л. Пергамент, вед. инж., канд. физ.-мат. наук

Издание осуществлено при поддержке  
ОАО «Кондопога»

## ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ. ТЕМПЕРАТУРА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

### 1. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

Сегнетоэлектрики представляют собой класс кристаллических твердых тел, у которых существует спонтанная поляризация. Такая самопроизвольная поляризация проявляется в определенном диапазоне температур, связана с кристаллической структурой вещества и может быть разрушена приложением внешнего электрического поля.

Температура  $T_c$ , выше которой спонтанная поляризация отсутствует, называется температурой Кюри. В этой области температур сегнетоэлектрик ведет себя как обычный диэлектрик и называется паразэлектриком. При температуре ниже  $T_c$  спонтанная поляризация не разрушена и диэлектрик может быть сегнетоэлектриком. Спонтанной поляризацией, которая обозначается как  $P_s$ , и зависит от температуры, обладает также класс пироэлектриков. Однако, в отличие от сегнетоэлектриков, их спонтанная поляризация не может быть повторно ориентирована электрическим полем. Вторым отличием сегнетоэлектриков от пироэлектриков является наличие доменной структуры, как у ферромагнетиков. Домены с электрическим моментом у сегнетоэлектриков могут перестраиваться под действием электрического поля. Таким образом, сегнетоэлектрики – это пироэлектрики со спонтанной поляризацией доменов, реориентирующихся под действием электрического поля.

Поляризация сегнетоэлектриков нелинейно зависит от электрического поля:

$$\chi = \frac{\partial P}{\partial E}, \quad (1)$$

$$\epsilon = 1 + 4\pi\chi, \quad (2)$$

где  $\chi$  – диэлектрическая восприимчивость вещества,  $\epsilon(E)$  – диэлектрическая проницаемость вещества (сегнетоэлектрика).

Неоднозначность зависимости  $P(E)$  проявляется в наличии диэлектрического гистерезиса. Поляризация под действием электрического поля носит название индуцированной поляризации  $P_i$ . Процесс индуцированной поляризации сегнетоэлектрика имеет место так же, как в линейных диэлектриках, но, как правило,  $P_s > P_i$ . В связи с этим  $\chi$  и  $\epsilon$  для сегнетоэлектриков много больше единицы, особенно вблизи точки Кюри.

## 2. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

В некоторых твердых и жидких веществах при определенных внешних воздействиях происходят фазовые превращения без изменения агрегатного состояния. Примером фазовых превращений могут быть переходы: сегнетоэлектрик – паразелектрик, диэлектрик – металл, парамагнетик – ферромагнетик, проводник – сверхпроводник, образование мартенсита. В окрестностях фазовых превращений структура вещества оказывается чрезвычайно податливой к внешним воздействиям: тепловым, электрическим, магнитным или механическим, причем даже малые изменения их величин вблизи фазового перехода ( $\Phi_P$ ) вызывают значительные изменения электрических, оптических, структурных и других свойств веществ. Фазовые переходы в ряде диэлектриков и полупроводников сопровождаются существенной перестройкой их электронной, фононной, дипольной и магнитной подсистем. В кристаллах такая перестройка связана с изменением их симметрии в окрестностях  $\Phi_P$ . С макроскопической точки зрения фаза – это физически и химически однородное состояние вещества, обладающего определенной совокупностью свойств. Микроскопической характеристикой фазы обычно считают параметр упорядочения –  $\eta$ . В кристаллах он является мерой отклонения от состояния с более высокой симметрией. Параметр  $\eta$  имеет различный физический смысл. В сегнетоэлектриках параметр порядка  $\eta$  соответствует степени упорядочения в системе электрических диполей, в ферромагнетиках – степени упорядочения магнитных спиновых моментов и т.д.

Различаются два вида  $\Phi_P$ :  $\Phi_P$  первого рода ( $\Phi_{P1}$ ) и  $\Phi_P$  второго рода ( $\Phi_{P2}$ ). Примером  $\Phi_{P1}$  могут служить плавление и испарение. Примером  $\Phi_{P2}$  является сегнетоэлектрический переход. Для ряда сегнетоэлектриков переход может носить черты  $\Phi_{P1}$ , оставаясь по своей природе  $\Phi_{P2}$ .

Если при переходе вещества из одной фазы в другую наблюдается резкое, скачкообразное изменение термодинамического потенциала  $\Phi$  и энтропии  $S$ , т.е. происходит освобождение или поглощение «скрытой теплоты», то такой переход по классификации Эренфеста относится к  $\Phi_{P1}$ . На рис. 1 показан температурный ход термодинамического потенциала двух фаз А и В.

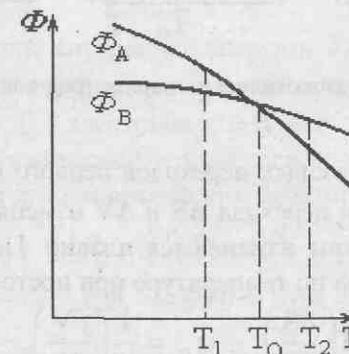


Рис. 1. Термодинамический потенциал фаз А и В в окрестностях фазового перехода

Ниже температуры  $T_o$  энергетически выгодна и устойчива фаза В, а выше  $T_o$  – фаза А.  $\Phi_{P1}$  обычно характеризуется температурным гистерезисом. Он выражается в том, что при охлаждении фаза А превращается в фазу В при температуре  $T$  ниже, чем  $T_o$ . При нагревании, наоборот, фаза В переходит в фазу А при  $T > T_o$ . Температурным гистерезисом при фазовых переходах могут характеризоваться проводимость, поляризация, коэффициент преломления и т.д.

На рис. 2 показано изменение термодинамических параметров вещества, таких как энтропия, объем, удельная теплопроводность при постоянном давлении  $C_p$  и коэффициент термического

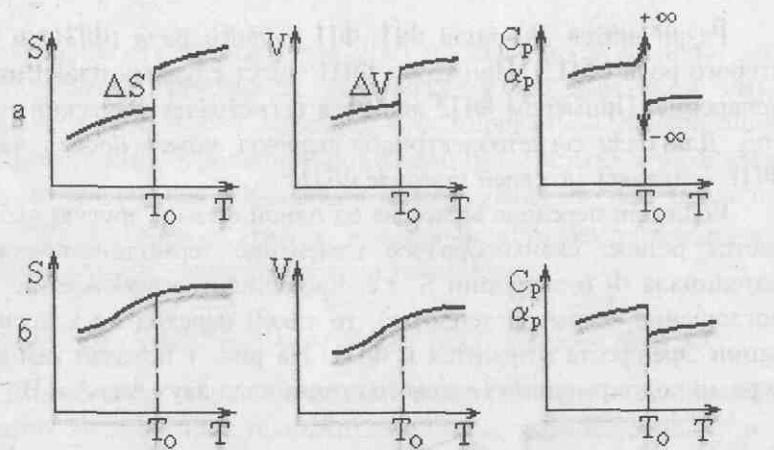


Рис. 2. Изменение термодинамических параметров вещества в окрестностях ФП1 (а) и ФП2 (б)

расширения  $\alpha_p$ , для фазовых переходов первого (а) и второго (б) рода. При ФП1 вблизи перехода  $\Delta S$  и  $\Delta V$  изменяются скачком, а при ФП2 эти параметры изменяются плавно. Первые производные энтропии и объема по температуре при постоянном давлении

$$C_p = T \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_p, \quad \alpha_p = \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

при ФП1 испытывают бесконечный разрыв, а при ФП2 - скачок.

Термодинамической теорией, позволяющей количественно описать изменение свойств вещества в окрестностях ФП2, а также ФП1 с малыми скачками энтропии, близких к ФП2, является теория Ландау. Параметр порядка в теории Ландау связывается с симметрией кристалла, в одной из фаз (высокотемпературной) система неупорядочена и  $\eta = 0$ , в упорядоченной фазе  $\eta \neq 0$ . Термодинамический потенциал системы раскладывается в ряд по параметру  $\eta$ :

$$\Phi(T, \eta) = \Phi_o(T) + A\eta + B\eta^2 + C\eta^3 + D\eta^4 + E\eta^5 + \dots, \quad (3)$$

где  $\Phi_o(T)$  – не зависящая от  $\eta$  часть свободной энергии, а коэффициенты  $A, B, \dots$  могут зависеть от температуры.

Конкретный вид функции  $\Phi(T, \eta)$  зависит от физического смысла параметра  $\eta$ . Для нас это параметр, характеризующий спонтанную поляризацию  $P_s$  или упорядочение по этому параметру. Рассмотрим феноменологическую термодинамическую теорию сегнетоэлектриков Гинзбурга – Девоншира.

### 3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

Основное уравнение термодинамики в применении к сегнетоэлектрикам имеет вид:

$$dU = TdS - pdV + PE, \quad (4)$$

где  $dU$  – изменение внутренней энергии,  $T$ ,  $p$ ,  $V$  – термодинамические параметры (температура, давление и объем),  $S$  – энтропия,  $P$  – поляризация,  $E$  – электрическое поле.

В феноменологической теории сегнетоэлектриков чаще пользуются полным термодинамическим потенциалом

$$\Phi = U - TS + pV - PE, \quad (5)$$

$$d\Phi = -SdT + Vdp - P_iE_i, \quad (6)$$

$P_i, E_i$  – компоненты векторов  $\vec{P}$  и  $\vec{E}$  ( $i=1,2,3$ ).

$$\text{Из уравнения (6)} \quad P_i = -\frac{\partial \Phi}{\partial E_i}. \quad (7)$$

$$\chi_i = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial E_i^2} \quad (8)$$

при постоянных температуре и давлении. Переход вещества в сегнетоэлектрическое состояние является фазовым переходом. При этом различные сегнетоэлектрики могут обладать фазовым переходом I рода или II рода (ФП1, ФП2).

Напомним, что ФП1 называется такой фазовый переход, при котором первые производные полного термодинамического по-

тенциала  $\frac{\partial \Phi}{\partial \chi_i}$  испытывают скачки. Фазовым переходом второго рода называют такой, при котором все  $\frac{\partial \Phi}{\partial \chi_i}$  непрерывны, а  $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \chi_i^2}$  испытывают скачок.

Для нас, с точки зрения изменения электрических величин, к сегнетоэлектрикам с фазовым переходом первого рода относятся те, которые испытывают скачки поляризации

$$P_i = - \left( \frac{\partial \Phi}{\partial E_i} \right)_{T,p}, \quad (9)$$

а к сегнетоэлектрикам с фазовым переходом второго рода, т.е. у которых скачком изменяется диэлектрическая восприимчивость

$$\chi_i = - \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial E_i^2} \right)_{p,T} \quad (10)$$

Рассмотрим теорию фазовых переходов II рода Ландау, в применении к сегнетоэлектрикам ее развили В.Л. Гинзбург и А.Ф. Девоншир.

Будем называть сегнетоэлектрическую фазу при  $T < T_c$  – упорядоченной, а паразелектрическую фазу, устойчивую при  $T > T_c$ , – неупорядоченной. Выше точки перехода параметр упорядочения равен нулю, ниже – он достигает максимального значения. В качестве параметра упорядочения для сегнетоэлектрических фазовых переходов В.Л. Гинсбург ввел величину квадрата спонтанной поляризации  $P_s^2$ . Полный термодинамический потенциал  $\Phi$  теперь является функцией спонтанной поляризации  $P_s$ . Раскладывая выражение для свободной энергии в ряд и учитывая члены, зависящие от поляризации и механической деформации, можно рассмотреть условия устойчивости системы при минимизации ее свободной энергии.

Для одномерного случая симметричного кристалла возможны только две ориентации спонтанной поляризации  $\pm P_s$ . Поскольку оба направления  $P_s$  равноправны, то в разложении свободной энергии будут присутствовать члены только с четными степенями:

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{\alpha}{2} P^2 + \frac{\beta}{4} P^4 + \frac{\gamma}{6} P^6 + \dots, \quad (11)$$

где  $\Phi_0$  – свободная энергия в паразелектрической фазе,  $P$  – поляризация,  $\alpha, \beta, \gamma$  – коэффициенты разложения.

Так как из (6)  $E = \frac{\partial \Phi}{\partial P}$  и условие минимума  $\frac{\partial \Phi}{\partial P} = 0$ ,  $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial P^2} > 0$ , то находим:

$$E = \alpha P + \beta P^3 + \gamma P^5, \quad (12)$$

$$\alpha + 3\beta P^2 + 5\gamma P^4 > 0. \quad (13)$$

Если внешнее поле  $E = 0$ , то (12) и (13) имеют вид:

$$\alpha P_s + \beta P_s^3 + \gamma P_s^5 = 0, \quad (14)$$

$$\alpha + 3\beta P_s^2 + 5\gamma P_s^4 > 0. \quad (15)$$

При  $T > T_c$  фаза находится в устойчивом паразелектрическом состоянии, и из решения уравнений (14) и (15) следует, что

$$\text{при } P_s = 0 \quad \alpha > 0. \quad (16)$$

Ниже точки Кюри, когда  $T < T_c$  и существует сегнетоэлектрическая фаза,  $P_s \neq 0$ . Тогда из тех же уравнений следует, что при сохранении членов только до четвертого порядка:

$$P_s^2 = - \frac{\alpha}{3\beta} \text{ и } \alpha < 0. \quad (17)$$

Если  $\alpha$  изменяется непрерывным образом от  $\alpha > 0$  до  $\alpha < 0$  при переходе из паразелектрической фазы в сегнетоэлектрическую фазу, то при  $T = T_c$   $\alpha_{T_c} = 0$ . Вблизи перехода можно принять

$$\alpha = \frac{\partial \alpha}{\partial T} (T - T_c) = \alpha'_{T_c} (T - T_c) \quad (18)$$

Отсюда  $P_s^2 = \frac{\alpha'_{T_c}}{3\beta} (T - T_c)$  (19)

$\alpha$  и  $\beta$  являются параметрами спонтанной поляризации.

Зависимость для сегнетоэлектрического перехода II рода приведена на рис. 3а.

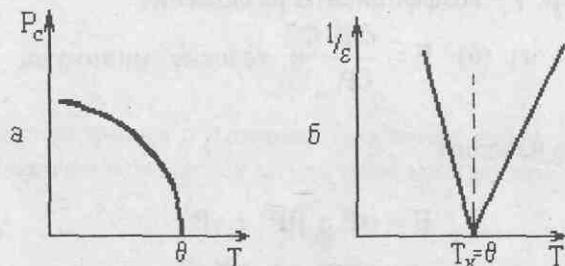


Рис. 3. Температурная зависимость спонтанной поляризации (а) и обратной диэлектрической проницаемости (б) в сегнетоэлектриках с ФП2

При  $T > T_c$ , т.е. в области параэлектрической фазы и слабых полях, выполняется зависимость  $E = \alpha P$ . Членом  $P_s^3$  в случае слабых полей пренебрегаем. Диэлектрическая восприимчивость

$$\chi_+ = \frac{\partial P}{\partial E} = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha'_{T_c} (T - T_c)} = \frac{C}{(T - T_c)} \quad (20)$$

Уравнение (20) для  $T > T_c$  представляет собой закон Кюри – Вейсса, а коэффициент  $\alpha$  равен обратной диэлектрической проницаемости.

При  $T < T_c$

$$E = \alpha P + \beta P^3 \quad (21)$$

Учитывая, что  $P = P_s + P_{\text{инд}}$ , при приложении внешнего поля  $P = 2P_{\text{инд}}$ .

$$E = -2\alpha P_{\text{инд}}, \text{ т.к. } \alpha < 0.$$

Для  $T < T_c$  в слабых внешних полях, когда  $P_s > P_{\text{инд}}$ , т.к.

$$\chi = -\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial E^2}\right) = \left(\frac{\partial P}{\partial E}\right).$$

$$\chi_- = -\frac{1}{2\alpha} = \frac{1}{2\alpha'_{T_c} (T - T_c)} = \frac{C'}{(T - T_c)}. \quad (22)$$

Таким образом, зависимость для областей  $T < T_c$  и  $T > T_c$  имеет разные наклоны, отличающиеся в два раза:

$$\frac{\chi_+}{\chi_-} = -2 \quad (23)$$

Это закон «двойки» (рис. 3б).

#### 4. ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ТИТАНАТЕ БАРИЯ

На практике для сегнетоэлектриков с фазовым переходом температурная зависимость диэлектрической проницаемости описывается законом Кюри – Вейсса

$$\epsilon = \frac{C}{(T - T_c)}, \quad (24)$$

где  $C = \frac{1}{\alpha'_{T_c}}$  – постоянная Кюри

$T_c$  – температура Кюри – Вейсса, при которой происходит фазовый переход, а  $\alpha$  меняет знак.

Температурная зависимость обратной диэлектрической проницаемости для ФП2 приведена на рис. 3б.

Свойства сегнетоэлектриков с ФП1, близким к ФП2, могут быть описаны аналогично свойствам сегнетоэлектриков с ФП2 с помощью термодинамической теории. В соответствии с этим сегнетоэлектрики с ФП1 в области температуры ФП обладают неустойчивостью и петлей диэлектрического гистерезиса. Закон Кюри – Вейсса имеет такой же аналитический вид (20), однако проявляет особенности. Если для ФП2 переход происходит при  $T = T_c$ ,

и  $\alpha = 0$ , то для ФП1  $\alpha \neq 0$ , а имеет значение  $\alpha = \frac{3\beta^2}{16\gamma}$ , где  $\gamma > 0$

Отсюда следует, что  $T'_c$  в случае ФП1 будет больше, чем  $T_c$ . Спонтанная поляризованность при  $T = T'_c$  возникает скачком.

Величина этого скачка  $\Delta P_s^2 = \frac{3\beta}{4\gamma}$ . Скачком при  $T'_c$  изменяется и

величина  $\varepsilon$ , которая в точке ФП1 имеет вполне определенное, не бесконечное, как при ФП2, а максимальное значение, равное  $\frac{16\gamma}{3\beta^2}$ . На рис. 4 показаны температурные зависимости  $P_s$  и  $\varepsilon$  в

сегнетоэлектриках с ФП1. Точка Кюри характеризует температуру фазового перехода сегнетоэлектриков I рода. Температура Кюри – Вейсса,  $T_o = T_c$ , показывает смещение температуры ФП1 по сравнению с ФП2.

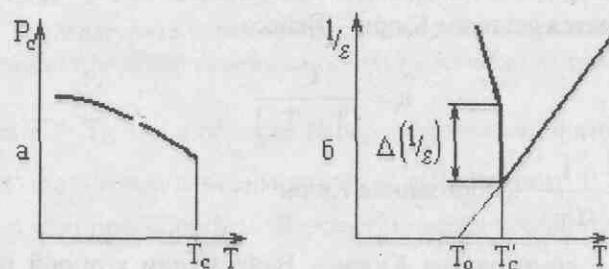


Рис. 4. Температурная зависимость спонтанной поляризации (а) и обратной диэлектрической проницаемости (б) в сегнетоэлектриках с ФП2.  $T'_c$  – точка Кюри,  $T_c$  – температура Кюри – Вейсса

Наиболее типичным представителем сегнетоэлектриков с ФП1 является титанат бария ( $BaTiO_3$ ). Обычно его получают в виде мелкозернистого поликристалла-керамики спеканием при 1300-1400°C карбоната бария  $BaCO_3$  и диоксида титана  $TiO_2$ :

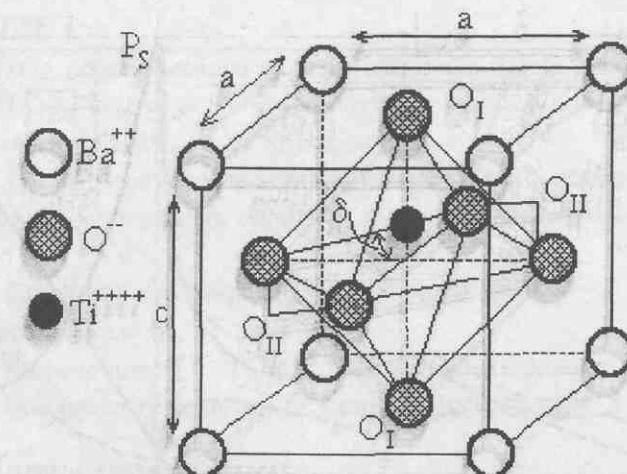


Рис. 5. Кристаллическая структура  $BaTiO_3$  (структуре перовскита) при комнатной температуре

Титанат бария при комнатной температуре имеет поликристаллическую структуру перовскита, в которой атомы кислорода образуют октаэдр, в центре которого находится атом титана (рис. 5). Смещение ионов  $Ti$ ,  $O_I$  и  $O_{II}$  по оси  $Z$  соответственно на  $0,014c$ ,  $-0,023c$  и  $-0,04c$  является причиной возникновения спонтанной поляризации  $P_s \approx 0,25 \text{ Кл}/\text{м}^2$ . На рис. 6 приведены температурная зависимость  $\varepsilon$  и  $\operatorname{tg}\delta$ , а также ход зависимости  $1/\varepsilon(T)$  и изменение кристаллической структуры при тепловом переходе из сегнетоэлектрической фазы в параэлектрическую фазу. Следует обратить внимание, что каждый структурный переход сопровождается фазовым переходом в точке Кюри  $T'_c = 400^\circ\text{C}$ . Для чистого  $BaTiO_3$  температура  $T_c$  на  $12^\circ$  ниже. Постоянная Кюри – Вейсса для титаната бария  $C = 1,2 \cdot 10^5 \text{ К}$ , а величина  $\varepsilon_{\max} = 10^5$ .

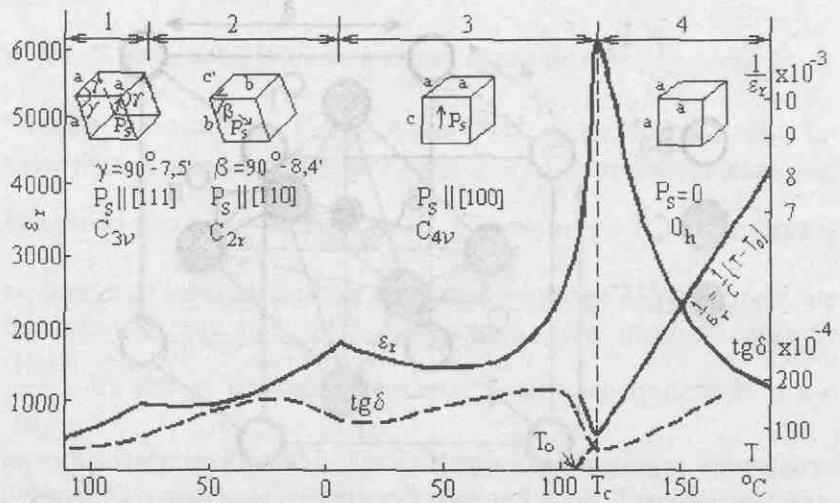


Рис. 6. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  и тангенса угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg}\delta$  керамики  $\text{BaTiO}_3$ .  $T_c$  – точка Кюри,  $T_o$  – температура Кюри – Вейсса. 1 – ромбоздрическая фаза, 2 – моноклиновая фаза, 3 – тетрагональная фаза, 4 – кубическая фаза

Значения констант некоторых сегнетоэлектриков с ФП1 для закона Кюри – Вейсса приведены в табл. 1.

Таблица 1  
Константы сегнетоэлектриков [2]

Кристалл	$C, 10^4, \text{K}$	$T_c, \text{K}$	$T_o, \text{K}$
$\text{BaTiO}_3$	17	381	370
$\text{KNbO}_3$	27	689	623
$\text{PbTiO}_3$	11	769	693
$\text{KH}_2\text{PO}_4$	0.3	123	123

### ЗАДАНИЕ

- Для керамического образца титаната бария  $\text{BaTiO}_3$  (диаметр 8,7 мм, толщина 1,3 мм) получить зависимость диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  от температуры.
- По экспериментальной зависимости  $\epsilon(T)$  построить температурную зависимость обратной диэлектрической проницаемости.
- Сравнить наклоны  $\epsilon^{-1}(T)$  в области сегнето- и паразелектрических фаз для  $T < T'_c$  и  $T > T'_c$ .
- Определить  $T'_c$ ,  $T_o$  и  $C$  для  $\text{BaTiO}_3$ . Сравнить полученные в эксперименте величины с приведенными в табл. 1.

### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Для исследования зависимости  $\epsilon(T)$  используется схема, позволяющая измерять емкость  $C_o$  сегнетоэлектрика (рис. 7). Согласно формуле для геометрической емкости плоского конденсатора диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  выражается как:

$$\epsilon = \frac{C_o d}{\epsilon_0 S} = \frac{4C_o d}{\epsilon_0 \pi D^2}, \quad (26)$$

где  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ ,  $d = 1.3 \text{ мм}$ ,  $D = 8.7 \text{ мм}$  – соответственно толщина и диаметр образца.

Для определения  $C_o$  для каждой температуры необходимо определить величины  $R_c$  по измеренным величинам  $U$ ,  $U_o$ . На рис. 7:  $C_o$  – образец  $\text{BaTiO}_3$ , сопротивление которого  $R_c = \frac{1}{\omega C_o}$

Напряжение на резисторе  $R$  определяется из выражения

$$U = U_o \frac{R}{R + R_c}, \quad (27)$$

где  $U_o$  – напряжение на выходе генератора, а  $R_c$  – емкостное со-

противление сегнетоэлектрического конденсатора  $C_o$ . Так как  $R_c \gg R = 500 \Omega$ , то

$$U = U_0 R \omega C_o \quad (28)$$

Измерив зависимость  $U(T)$ , из (25) и (28) можно найти  $\varepsilon(T)$

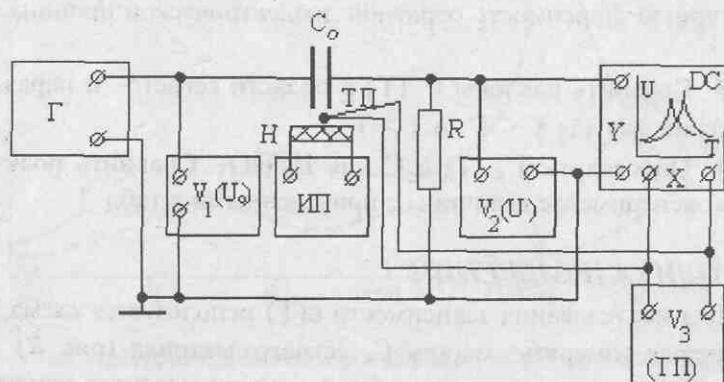


Рис. 7. Схема установки:

$\Gamma$  – генератор сигнала (Г3-118).

$V_1$  – вольтметр (РВ7-32) для измерения выходного сигнала генератора ( $U_0$ ).

$V_2$  – вольтметр (В3-48) для регистрации напряжения на измерительном резисторе ( $U$ ).

$R = 500 \Omega$ .

$V_3$  – вольтметр (Щ-300) для измерения ЭДС термопары.

DC – двухкоординатный самописец-потенциометр.

$H$  – нагреватель.

ИП – источник питания нагревателя.

$C_o$  – образец  $BaTiO_3$ .

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить приборы и прогреть их течение 10 мин.
2. На генераторе установить частоту  $f = 1 \text{ кГц}$ , напряжение  $U_0 = 6,5 \text{ В}$  (контроль напряжения по вольтметру  $V_1$ ).

3. Пределы:  $B3-48A - 100 \text{ мВ}$ ,

$\text{Щ}-300 - 10 \text{ мВ}$ .

Самописец:  $X - 0,1 \text{ мВ/см}$ .

$Y - 50 \text{ мВ/см}$ .

Нуль самописца по оси «Х» выведен за пределы шкалы влево (потенциометром «Установка нуля») так, чтобы начало отсчета соответствовало  $\sim 2 \text{ мВ}$ .

4. Включить ИП нагревателя и установить напряжение, подаваемое на нагреватель,  $- 20 \text{ В}$  ( $I \approx 1 \text{ А}$ ). В процессе нагрева, когда ЭДС термопары станет  $V = 2 \text{ мВ}$  (по Щ-300), установить перо самописца на начало отсчета по оси «Х».

5. Продолжать нагрев и записать кривую  $U(T)$  до  $V_T \approx 5,5 \text{ мВ}$ .

6. Выключить нагреватель и записать зависимость  $U(T)$  при остывании образца.

7. После окончания работы убрать напряжение на генераторе и выключить все приборы.

8. Пользуясь графиком  $V_T(T)$  термопары (см. п.10), нанести значения температуры на ось «Х».

Произвести масштабирование оси «Y» в единицах  $\varepsilon$  по формулам (25) и (28), учитывая, что  $\omega = 2\pi f$ , а отклонению стрелки вольтметра В3-48А на всю шкалу (100 мВ) соответствует сигнал 1 В на выходе вольтметра или отклонение в 20 см по входу «Y» самописца.

9. Построить зависимость  $\varepsilon^{-1}(T)$ .

10. Уравнение расчета температуры:

$$T = T_k + bx,$$

где  $T_k$  – комнатная температура,  $b = 24^{\circ}\text{C}/\text{мВ}$  – обратная величина ЭДС термопары медь-константан,  $x$  – показания вольтметра термопары  $V_3$  в мВ.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие диэлектрики составляют класс сегнетоэлектриков?
2. Как изменяется поляризация с изменением электрического поля для сегнетоэлектриков?
3. Что выражает зависимость Кюри – Вейсса?
4. В чем различие фазовых переходов первого и второго рода?
5. Чем отличается спонтанная поляризация от индуцированной?
6. Почему и в каких структурах возможна спонтанная поляризация?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Желудев И.С. Основы сегнетоэлектричества. М.: Атомиздат, 1973. 471с.
2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 790 с.
3. Окадзаки К. Пособие по электротехническим материалам. М.: Энергия, 1979. 431 с.
4. Рез И.С., Поплавко Ю.М. Диэлектрики. Основные свойства и применения в электронике. М.: Радио и связь, 1989. 286 с.

## Составители

Владимир Пантелеимонович Малиненко,  
Александр Лионович Пергамент

Фазовый переход в сегнетоэлектриках.  
Температура фазового перехода

Методические указания к лабораторной работе для студентов 4 курса  
специальности «Твердотельная электроника  
и микроэлектроника»

## Редактор

Т.Н. Музалева

ЛР №040110 от 10.11.96

Гигиенический сертификат

№10.КЦ.34.953.П.00136.03.99 от 05.03.99.

Подписано в печать 22.06.2000.

Формат 60×84<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага газетная.

Офсетная печать.

1 уч.-изд.л. 6 усл.кр.-отт.

Тираж 100 экз Изд.№ 121

Издательство Петрозаводского государственного университета  
185640, Петрозаводск, пр. Ленина, 33



ИЗДАТЕЛЬСТВО ПЕТРОЗАВОДСКОГО  
ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

PETROZAVODSK STATE UNIVERSITY  
PRESS

Издательство Петрозаводского государственного университета основано в 1991 г. Ежегодно издается свыше 150 наименований учебной, методической и научной литературы. В 1998 г. Издательство ПетрГУ вошло в список базовых издательств Российского гуманитарного научного фонда.

**Тематика изданий:**

- история, философия, филология, культурология;
- юриспруденция, политология;
- медицина, биология, химия, сельское хозяйство;
- физика, математика, кибернетика;
- лесное хозяйство;
- архитектура, строительство.

Подробную информацию о наличии изданий и условиях их приобретения можно получить в Internet по адресу  
<http://epsilon.cs.karelia.ru/~psupress/homepg.htm>

Адрес: 185640, Республика Карелия,  
г. Петрозаводск, пр. Ленина, 33  
Петрозаводский госуниверситет,  
Издательство ПетрГУ

Контактные телефоны: (814-2) 77-15-40  
(814-2) 76-96-39

Факс: (814-2) 71-10-00

E-mail: [afil@mainpgu.karelia.ru](mailto:afil@mainpgu.karelia.ru)

**Приглашаем к взаимовыгодному сотрудничеству**  
издательства, оптовые фирмы  
и библиотечные коллекторы