

Таким образом, как видно из (5), (6), релятивистские электрон-магнитные взаимодействия могут давать сравнимый вклад в коэффициент поглощения поля. Более того, в случае низких температур в ФМП с интересующими нас параметрами ($\mu < \Delta/2$) именно эти взаимодействия определяют довольно сильное поглощение ВЧ электрического поля. Так, например, для ФМП с параметрами $\Delta \sim 10^{-13}$ эрг, $\mu \sim 10^{-14}$ эрг, $a \sim 10 \text{ \AA}$ оценки дают величину коэффициента поглощения поля (6) с $\Omega \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\lambda_r \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Сапогов С. А., Семиноженко В. П. ФТТ, 1982, т. 24, № 5, с. 1478—1479.
 [2] Гринев Б. В., Сапогов С. А. ФТТ, 1984, т. 26, № 7, с. 2168—2170.
 [3] Барьяхтар В. Г., Семиноженко В. П., Филь Д. В., ФТТ, 1986, т. 28, № 6, с. 1788—1792.
 [4] Эпштейн Э. М. Изв. вузов, сер. Радиофизика, 1975, т. 18, № 6, с. 785—811.
 [5] Semnozhenko V. P. Phys. Rep., 1982, vol. 91, N 3, p. 103—182.
 [6] Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетинский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 386 с.

НПО «Монокристаллреактив»
Харьков

Поступило в Редакцию
29 октября 1987 г.

УДК 537.226

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

ФАЗОВАЯ p, T, x -ДИАГРАММА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ($\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}$) $_2\text{P}_2\text{Se}_6$ С НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗОЙ

П. П. Гуранич, Е. И. Герзанич, В. С. Шуста, А. Г. Сливка

Кристаллы $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ и твердые растворы на их основе являются сегнетоэлектрическими материалами с несоизмерной фазой [1]. В $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ реализуется фазовый переход первого рода (сегнетоэлектрическая—несоизмерная фазы) при температуре $T_c = 193 \text{ К}$ и фазовый переход второго рода (несоизмерная—параэлектрическая фазы) при температуре $T_i = 224 \text{ К}$. Изоморфное замещение ионов Sn на Pb смещает T_c и T_i в область низких температур с одновременным увеличением температурного интервала существования несоизмерной фазы [2].

В настоящей работе исследованы температурные и барические зависимости диэлектрической проницаемости ϵ , тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$ и пироточки кристаллов $(\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x})_2\text{P}_2\text{Se}_6$. На основании полученных результатов построена p, T, x -диаграмма.

Исследования ϵ , $\text{tg } \delta$ и пироточек проводились в малогабаритной камере фиксированного гидростатического давления [3]. Давление в камере измерялось с помощью манганинового манометра, а температура — медь-константановой термопарой. Контакты из серебряной пасты для электрических измерений наносились на плоскости образцов, перпендикулярные полярному направлению [100]. Спонтанная поляризация P_s определялась по кривым пирозлектрического тока в предварительно монодоменизированных образцах, а измерение ϵ и $\text{tg } \delta$ осуществлялось с помощью моста переменного тока Р5016 на частоте 1 кГц.

На рис. 1 представлены результаты исследования спонтанной поляризации кристаллов $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ и $(\text{Pb}_{0.20}\text{Sn}_{0.80})_2\text{P}_2\text{Se}_6$ в области сегнетоэлектрического фазового перехода. Видно, что для $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ в области T_c имеет место скачок ΔP_s , характерный для фазового перехода первого рода.

При увеличении давления зависимости $P_s(T)$ смещаются в область низких температур, что обусловлено смещением T_c под действием гидростатического давления. При этом значения ΔP_s и величина поляризации в области насыщения P_s^a уменьшаются, а отношение $\Delta P_s/P_s^a$ возрастает. Температурный гистерезис фазового перехода ΔT_r , как следует из измерений ϵ и $\text{tg } \delta$, также возрастает от $1 \div 1.5$ К при $p = p_{\text{атм}}$ до $2 \div 3$ К при $p = 0.4$ ГПа. Увеличение значения $\Delta P_s/P_s^a$ и ΔT_r с давлением свидетельствует об усилении «первородности» сегнетоэлектрического фазового перехода в кристаллах $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$.

Изоморфное замещение ионов Sn на Pb в твердых растворах $(\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x})_2\text{P}_2\text{Se}_6$ приводит к понижению температур фазовых переходов T_c и T_i [2]. При этом происходит уменьшение значения P_s^a и размытие аномалий

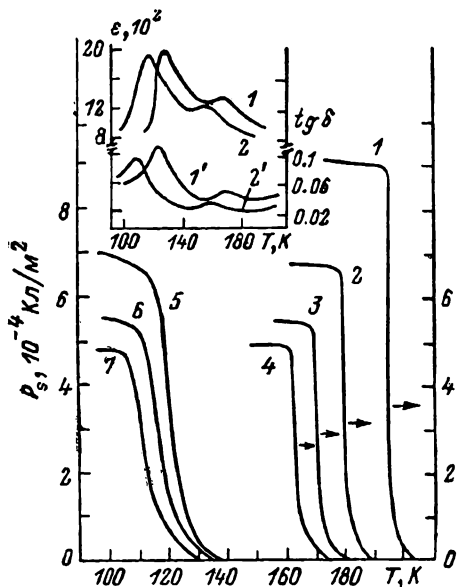


Рис. 1. Температурные зависимости P_s кристаллов $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ (1—4) и $(\text{Pb}_{0.20}\text{Sn}_{0.80})_2\text{P}_2\text{Se}_6$ (5—7) при различных значениях гидростатического давления.

p , ГПа: 1, 5 — $p = p_{\text{атм}}$; 2 — 0.06; 3 — 0.11; 4 — 0.14; 6 — 0.04; 7 — 0.09.

Вставка: температурные зависимости ϵ и $\text{tg } \delta$ кристаллов $(\text{Pb}_{0.20}\text{Sn}_{0.80})_2\text{P}_2\text{Se}_6$ при различных значениях гидростатического давления. p , ГПа: 1, 1' — $p = p_{\text{атм}}$; 2, 2' — 0.06.

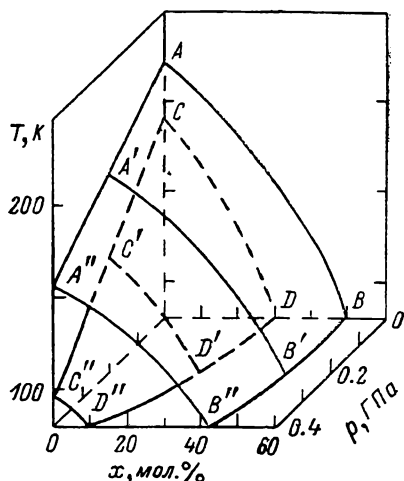


Рис. 2. Фазовая p , T , x -диаграмма кристаллов $(\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x})_2\text{P}_2\text{Se}_6$.

в температурных зависимостях ϵ и $\text{tg } \delta$ в области T_c и T_i . На рис. 1 (кривые 5—7) представлены температурные зависимости $P_s(T)$ при различных величинах гидростатического давления для кристалла $(\text{Pb}_{0.20}\text{Sn}_{0.80})_2\text{P}_2\text{Se}_6$. Общий ход зависимостей $P_s(T)$ с давлением в данном кристалле аналогичен кристаллу $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$. Размытый характер $P_s(T)$ в области T_c связан с размытым фазовым переходом в $(\text{Pb}_{0.20}\text{Sn}_{0.80})_2\text{P}_2\text{Se}_6$.

На вставке к рис. 1 приведены температурные зависимости ϵ и $\text{tg } \delta$ для кристалла $(\text{Pb}_{0.20}\text{Sn}_{0.80})_2\text{P}_2\text{Se}_6$. Увеличение всестороннего сжатия приводит к смещению аномалий при T_c и T_i в зависимостях $\epsilon(T)$ и $\text{tg } \delta(T)$ в область низких температур. При этом происходит уменьшение максимальных значений ϵ и $\text{tg } \delta$. Температурная зависимость величины ϵ^{-1} в параэлектрической фазе ($T > T_i$) подчиняется закону Кюри—Вейсса с постоянной $C_W = 7.3 \cdot 10^4$ К, величина которой существенно не изменяется с давлением.

Из анализа концентрационных и барических зависимостей температур и характера фазовых переходов в твердых растворах $(\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x})_2\text{P}_2\text{Se}_6$ следует, что изоморфное замещение $\text{Sn} \rightarrow \text{Pb}$, так же как и увеличение всестороннего сжатия кристаллов, приводит к понижению температур фазовых переходов и уширению несоизмерной фазы. При этом следует

отметить, что с увеличением концентрации Pb в $(\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x})_2\text{P}_2\text{Se}_6$ барические производные dT_c/dp и dT_i/dp линейно увеличиваются от значений -240 и -163 К/ГПа для $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ с коэффициентами $d(dT_c/dp)/dx = 3.5$ К/(ГПа·мол.%) и $d(dT_i/dp)/dx = 1.8$ К/(ГПа·мол.%) соответственно.

На основании температурных и барических исследований пиротока, ϵ и $\text{tg } \delta$ в области T_c и T_i кристаллов $(\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x})_2\text{P}_2\text{Se}_6$ построена p, T, x -диаграмма, которая приведена на рис. 2. Линии AB и CD представляют собой концентрационные зависимости $T_i(x)$ и $T_c(x)$, т. е. x, T -диаграмму исследованных кристаллов при атмосферном давлении. Линии AA'' и CC'' — p, T -диаграмма состояния кристалла $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$, а DD'' и BB'' — x, p -диаграмма при $T=80$ К. Линии $A'B', C'D'$ и $A''B'', C''D''$ описывают фазовые x, T -диаграммы при $p=0.20$ и 0.40 ГПа соответственно. На рис. 2 поверхность $CDC''D''$ является поверхностью фазовых переходов из несоразмерной в сегнетоэлектрическую фазу в p, T, x -пространстве. Ниже этой поверхности существует сегнетоэлектрическая фаза (P_c). Поверхность $ABA''B''$ — поверхность структурных фазовых переходов второго рода из параэлектрической в несоразмерную фазы. Выше поверхности $ABA''B''$ находится параэлектрическая фаза (P_2/c). Область, ограниченная поверхностями $ABA''B''$ и $CDC''D''$, является областью несоразмерной фазы кристаллов $(\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x})_2\text{P}_2\text{Se}_6$ в p, T, x -пространстве.

Л и т е р а т у р а

- [1] Парсамян Т. К., Хасанов С. С., Шехтман В. Ш. и др. ФТТ, 1985, т. 27, № 11, с. 3327—3331.
 [2] Высочанский Ю. М., Гурзан М. И., Майор М. М. и др. ФТТ, 1985, т. 27, № 3, с. 858—864.
 [3] Герзанич Е. И., Бутурлакин А. П., Чепур Д. В., Юркевич В. Э., Ролов Б. Н. Сб.: Размытые фазовые переходы. Рига: Изд-во Латв. ун-та им. П. Стучки, 1975, т. 233, № 6, с. 142—167.

Ужгородский
государственный университет
Ужгород

Поступило в Редакцию
1 ноября 1987 г.

УДК 535.39 535.015 535.323

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА В ПОЛУБЕСКОНЕЧНОМ КРИСТАЛЛЕ

С. Н. Латынин, К. В. Толпыго

Поле в полубесконечном кристалле ($z > 0$), который здесь представлен простой кубической решеткой с векторами основных трансляций $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$, направленными вдоль соответствующих координатных осей x, y, z , рассматривается как суперпозиция падающей на его поверхность волны $E^{(e)}(\mathbf{r}, t) = E_0^{(e)} \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{r} - i\omega t)$, где $|\mathbf{k}_0| = \omega a/c$, ω — частота; a — постоянная решетки и совокупности рассеянных волн, излучаемых поляризованными атомами кристалла. Дипольный момент атома \mathcal{P}^l в l -й ячейке, как и для бесконечного кристалла в [1], определим произведением

$$\mathcal{P}^l = \alpha(\omega) \{E^{(e)}(l) + E^*(l)\}, \quad (1)$$

где $\alpha(\omega)$ — атомная поляризуемость; $E^*(l)$ — поле, создаваемое всеми атомами, кроме l -го в его центре, как в [2]