

При  $T_1$  в  $\text{Cs}_2\text{HgCl}_4$ , как и в Вг-содержащем аналоге, происходит еще один переход, фиксируемый наряду с указанной выше аномалией  $\epsilon(T)$  еще и по характерному излому на зависимости  $\nu_s^2(T)$ , после которого частота «мягкого» колебания перестает меняться.

Совокупный анализ экспериментальных данных позволяет выделить еще одну температурную точку  $T_1=180$  К. При этой температуре, если не принимать специальных мер, в процессе охлаждения происходит растрескивание монокристаллических образцов. При этой же температуре на зависимости  $\epsilon(T)$  имеется излом, характерный для сегнетоэластических переходов. Возникающая в таком случае спонтанная деформация и, как следствие, внутренние напряжения, по-видимому, и разрушают кристалл. Кроме того, в интервале температур  $T_1 > T > T_2$  линии «мягкой» моды наблюдаются при геометриях рассеяния, выделяющих не только диагональные, но и одну из недиагональных компонент тензора КР. Если предположить, что в Cl-содержащем кристалле переход из несоразмерной фазы происходит в моноклинную centrosymmetricкую (как и у  $\text{Cs}_2\text{HgBr}_4$ ), а затем она сменяется полярной орторомбической (например,  $C_{2v}$ ), то и этот последний факт получает объяснение, так как тензор КР полносимметричного колебания, каковым является «мягкая» мода в низкосимметричных фазах, имеет одну ненулевую недиагональную компоненту в моноклинной фазе ( $T_1 > T > T_2$ ) и не имеет ни одной в орторомбической ( $T < T_2$ ).

Таким образом, в  $\text{Cs}_2\text{HgCl}_4$  можно считать достоверно установленными температуры следующих фазовых переходов. При  $T_3=206$  К происходит переход II рода (или I, близкого ко II) из фазы со структурой  $\beta\text{-K}_2\text{SO}_4$  в несоразмерную. Затем при  $T_1=180$  К фаза с несоразмерной модуляцией сменяется сегнетоэластической соразмерной. В точке  $T_2=163$  К происходит предположительно несобственный сегнетоэлектрический переход I рода и, наконец, в точке  $T_1=110$  К наблюдается переход еще в одну диссимметричную фазу, об особенностях которой достоверных данных пока не имеется.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Plesko S., Kind R., Arendt H. Phys. St. Sol. (a), 1980, vol. 61, N 1, p. 87—95.
- [2] Линде С. А., Михайлова А. Я., Пахомов В. И., Кириленко В. В., Шульга В. Коорд. химия, 1983, т. 9, № 7, с. 998—999.
- [3] Богуславский А. А., Лотфуллин Р. Ш., Симонов М. В., Кириленко В. В., Пахомов В. И., Михайлов А. Я. ФТТ, 1985, т. 27, № 2, с. 523—524.

Ростовский-на-Дону  
государственный университет  
Ростов-на-Дону

Поступило в Редакцию  
2 июня 1987 г.  
В окончательной редакции  
11 ноября 1987 г.

УДК 537.226.4

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

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН В ГЕРМАНАТЕ СВИНЦА С КОНТРОЛИРУЕМОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

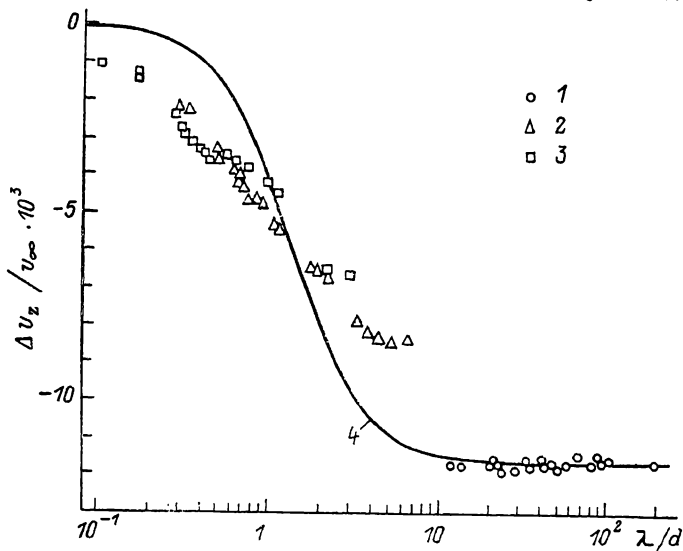
В. Я. Шур, Г. Г. Ломакин, Е. Л. Румянцев

Известно [1, 2], что в сегнетоэлектрике германате свинца  $\text{Pb}_3\text{Ge}_3\text{O}_{11}$  скорость продольных звуковых волн, распространяющихся вдоль полярной оси,  $v_z$  уменьшается при переходе из монодоменного состояния в полидоменное. Было высказано предположение [2], что уменьшение  $v_z$  вызвано изменением характера проявления дальнедействующих диполь-дипольных

сил в поляризационной волне, когда возникают домены, у которых поперечные размеры сравнимы или меньше длины волны звука. Для проверки этого предположения в данной работе проведено исследование частотной зависимости  $v_z$  в германате свинца с доменной структурой (ДС), имеющей различную конфигурацию и размеры доменов.

Исследовался монокристаллический германат свинца, выращенный методом Чохральского вытягиванием из расплава в направлении полярной оси. Образцы имели восьмигранную форму с шестью естественными (010) и (0 $\bar{1}$ 0)-гранями и площадью (001), (00 $\bar{1}$ )-граней 0.8 см<sup>2</sup>. Размер образцов по Z — 0.6–1.0 см.

Исходная ДС создавалась методом термической деполяризации. Как показано в [3], такая структура состоит из мелких вытянутых вдоль поляр-



Зависимость относительного изменения скорости продольных звуковых волн  $\Delta v_z / v_\infty$  от отношения длины волны  $\lambda$  к средней ширине доменов  $d$ .

Тип ДС: 1 — исходная, 2 — сквозная неупорядоченная, 3 — сквозная полосовая. Кривая 4 — расчет по формуле (2).

ной оси доменов с поперечными размерами в плоскости XY 2–3 мкм и содержит большую концентрацию встречных доменных стенок.

Сквозная ДС с неупорядоченной конфигурацией доменов создавалась путем подачи на монодоменный образец переполаризующих импульсов напряженностью (2–4) · 10<sup>5</sup> В/м вдоль оси Z через диэлектрический зазор (стекло толщиной 150 мкм). При этом плотность возникавших сквозных цилиндрических доменов составляла 6 · 10<sup>3</sup> см<sup>-2</sup> и была сравнительно однородна по образцу. По достижении примерного равенства площадей, занимаемых доменами обоих знаков, структура цилиндрических доменов превращалась в неупорядоченную ДС со средним расстоянием между доменными границами 130 мкм.

Сквозная полосовая ДС создавалась путем подачи переполаризующего напряжения на монодоменный образец с помощью прижимных полосовых электродов (титановой пленки, напыленной на стеклянные пластинки). Ширина полосовых доменов составляла 400 мкм.

Измерения скорости были выполнены при 300 К в диапазоне частот 3–93 МГц импульсно-фазовым методом [4] с использованием пьезокварцевых преобразователей. Точность измерения  $v_z$  определялась «размытием» фазы звукового сигнала в полидоменном образце и была не хуже 10<sup>-3</sup>. Оказалось, что относительное изменение скорости  $\Delta v_z / v_\infty = (v_z - v_\infty) / v_\infty$  (где  $v_\infty$  — скорость звука в монодоменном образце) в образце с исходной ДС практически не зависит от частоты звука, а в образце со сквозной неупорядоченной и сквозной полосовой ДС  $\Delta v_z / v_\infty$  увеличивается с ростом

частоты. Полученные результаты представлены на рисунке в виде зависимости  $\Delta v_z/v_\infty$  от отношения длины волны звука  $\lambda$  к средней ширине доменов  $d$  (для исходной ДС взято  $d=3$  мкм).

Рассмотрим влияние ДС на скорость продольной акустической волны, распространяющейся вдоль полярной оси, в модели сегнетоэлектрика с периодическим распределением величины поляризации вдоль  $x$   $P(x) = \sqrt{2}P_s \cos(\pi x/d)$ , где  $P_s$  — величина спонтанной поляризации. Численный коэффициент выбран так, чтобы среднее значение квадрата спонтанной поляризации по ширине домена равнялось  $P_s^2$ . Совместное решение уравнения движения теории упругости и уравнения для электрической индукции приводит при  $kd \ll 1$  ( $k=2\pi/\lambda$ ) к дисперсионному уравнению вида

$$\omega^2 \rho = k^2 C_{33} + \frac{\gamma^2 P_s^2 k^4}{\epsilon_{33} k^2 + \epsilon_{11} \left(\frac{\pi}{d}\right)^2}, \quad (1)$$

где  $\omega$  — круговая частота,  $\rho$  — плотность,  $\epsilon_{ij}$  — диэлектрическая проницаемость,  $C_{33}$  — модуль упругости в постоянном электрическом поле, а  $\gamma$  — коэффициент пропорциональности между пьезомодулем и поляризацией ( $e_{33}(x) = \gamma P(x)$ ). Отметим, что уравнение (1) справедливо и для  $kd \gg 1$ . В этом случае оно приводит к выражению:  $\omega^2 \rho = k^2 C_{33} + e_{33}^2 k^2 / \epsilon_{33}$ . Учитывая, что  $v_z = \omega/2\pi$ , уравнение (1) удобно представить в виде

$$v_z^2 = v_0^2 + \frac{v_\infty^2 - v_0^2}{1 + \frac{1}{4} \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_{33}} \frac{\lambda^2}{d^2}}, \quad (2)$$

где  $v_0$  и  $v_\infty$  — минимальное и максимальное значения скорости:  $v_0^2 = C_{33} \rho^{-1}$ ;  $v_\infty^2 = v_0^2 + e_{33}^2 \epsilon_{33}^{-1} \rho^{-1}$ .

Полученная зависимость  $v_z$  от  $\lambda/d$  согласуется с результатами работы [5], в которой исследовалось влияние дальнедействующих диполь-дипольных сил на скорость и затухание звука. Как показано в [5], учет диполь-дипольных сил существен при условии  $\lambda \ll r_d$ , где  $r_d$  — дебаевский радиус экранирования. При  $\lambda \gg r_d$  электрическое поле, сопровождающее упругую волну, экранируется и скорость звука уменьшается. Поскольку в нашем случае домены различаются знаком пьезоэффекта, индуцируемое волной электрическое поле спадает на расстояниях порядка  $d$ . Поэтому влияние периодической ДС на распространение упругой волны аналогично эффекту экранирования, а ее период  $d$  эквивалентен радиусу экранирования  $r_d$ .

Расчитанная с использованием формулы (2) дисперсионная зависимость  $\Delta v_z/v_z$  от  $\lambda/d$  представлена на рисунке. В расчетах использованы полученные экспериментально величины  $v_0 = 3496.0$  м/с,  $v_\infty = 3537.2$  м/с, а также значения  $\epsilon_{33}/\epsilon_0 = 40$ ,  $\epsilon_{11}/\epsilon_0 = 22$  [6, 7]. Видно, что когда размеры доменов становятся сравними или меньше длины акустической волны, происходит уменьшение скорости звука. Наблюдается качественное согласие результатов расчета с экспериментальными данными, что подтверждает предположение о причине уменьшения  $v_z$  в полидоменном образце по сравнению с монодоменным, как результате уменьшения макроскопического электрического поля поляризационной волны.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Шур В. Я., Ломакин Г. Г., Улыбина Э. И. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 3, с. 172—176.
- [2] Шур В. Я., Ломакин Г. Г. ФТТ, 1986, т. 28, № 9, с. 2885—2888.
- [3] Шур В. Я., Гурьев А. В., Букина Л. В. и др. Тезисы докл. III Всесоюз. конф. «Актуальные проблемы получения и применения сегнето- и пьезоматериалов». М., 24—26 августа 1987 г. М.: НИИТЭХИМ, 1987. 26 с.
- [4] Кристал М. А., Пестов Б. Е., Давыдов В. В., Троицкий И. В. Электронная аппаратура ультразвуковых установок для исследования свойств твердого тела. М.: Энергия, 1974. 224 с.

- [5] Гегузина С. Я., Кривоглаз М. А. ФТТ, 1967, т. 9, № 11, с. 3095—3103.  
 [6] Yamada T., Iwasaki H., Niizeki N. J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 3, p. 771—775.  
 [7] Блистанов А. А. и др. Акустические кристаллы. М.: Наука, 1982. 632 с.

Уральский государственный  
 университет им. А. М. Горького  
 Свердловск

Поступило в Редакцию  
 11 ноября 1987 г.

УДК 538.913 ; 539.211

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

## СТРУКТУРЫ С БОЛЬШИМИ ПЕРИОДАМИ НА ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛА И ФОНОННЫЙ СПЕКТР

Э. Б. Сонин, Н. В. Фомин

В настоящее время широко исследуются поверхности со сверхструктурой, имеющей период, заметно превышающий объемный период в кристалле. К ним относятся двумерные и одномерные решетки из линий (рядов) адсорбированных инородных атомов, а также реконструированные поверхности. В ряде случаев такие структуры представляют собою ряды из «лишних» атомов (или вакансий) как, например, структуры  $2 \times n$ , обнаруженные на поверхности Si [1]. При определении равновесных и динамических свойств таких структур важную роль играют взаимодействия с упругими модами кристалла. Они определяют прежде всего характер фазового перехода на поверхности. Первоначально такие переходы исследовались в модели Френкеля и Конторовой [2], в которой ряды адсорбированных атомов (в случае реконструированной поверхности это атомы того же вещества) могли размещаться в жестко закрепленных периодически расположенных одномерных потенциальных ямах. В этом случае взаимодействие между рядами атомов, соответствующих солитонам уравнений синус Гордона, экспоненциально спадает с расстоянием между рядами.

Как показали Виллэн и Гордон [3], учет упругих деформаций в объеме кристалла, созданных добавленными рядами атомов, приводит к степенному взаимодействию на больших расстояниях. Однако ошибка в вычислениях привела их к выводу, что в зависимости от значения модуля Пуассона  $\sigma$  (для изотропного кристалла) между рядами возможно как притяжение, так и отталкивание. Притяжение означало бы, что переход к сверхструктуре (реконструкция поверхности) был бы переходом первого, а не второго рода. Покажем, что ряды всегда отталкиваются.

Если к поверхности кристалла приложено поле сил  $F(x)$ , направленных по оси  $x$  и не зависящих от  $y$ , то граничные условия для тензора деформаций имеют вид:  $\sigma_{xz}(x) = F(x)$ ,  $\sigma_{zz} = 0$ . Используя двумерную теорию упругости [4], энергию системы из двух рядов можно записать в виде

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \int dx \sigma_{xz} u_i = \frac{1 - \sigma^2}{\pi E} \int \int dx dx' F(x) F(x') \ln |x - x'|. \quad (1)$$

В случае, когда расстояние между рядами  $l$  много больше поперечного размера ряда  $d$  (области локализации  $F(x)$ ), в главном порядке по  $d/l$ , исключая из (1) самодействие, имеем для энергии взаимодействия

$$\mathcal{E}_{\text{int}} = \frac{2(1 - \sigma^2) P^2}{\pi E l^2}, \quad (2)$$