

значений не более чем на 10 %, что лежит в пределах погрешности эксперимента [6]. Таким образом, вопрос о применимости формул (9) или (10) для относительного увеличения порога параметрического резонанса СВ при шумовой модуляции их спектра остается открытым.

В заключение перепишем формулу (5) при $G(\omega)=0$ в виде

$$y = U_k^2 x - (2\gamma_k)^2, \quad (11)$$

где

$$y = [\omega_m / (h_c / h_{c0})]^2, \\ x = H_m^2 / (h_c / h_{c0}) (h_c / h_{c0} - 1). \quad (12)$$

Видно, что в экспериментально определяемых координатах (x, y) уравнение (11) — это прямая линия, отсекающая на осях $(2\gamma_k / U_k)^2$ и $-(2\gamma_k)^2$. Подобный способ определения U_k и γ_k был впервые предложен (на основе формулы (6)) и реализован в работе [4]. Следует отметить, что при наличии шумовой модуляции со спектром (8) в формуле (11) вместо γ_k будет $\gamma_k + D$, а в (12) h_c / h_{c0} будет означать относительное увеличение порога при неизменной шумовой модуляции.

Автор благодарит А. В. Андриенко за полезное обсуждение.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Львов В. С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987.
- [2] Suhl H. // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. N 4. P. 174—176.
- [3] Зауткин В. В., Львов В. С., Орел Б. И., Старобинец С. С. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 1. С. 272—284.
- [4] Ожогин В. И., Якубовский А. Ю., Абрютин А. В., Сулейманов С. М. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. № 5. С. 2061—2069.
- [5] Андриенко А. В., Ожогин В. И., Сафонов В. Л., Якубовский А. Ю. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 6. С. 2164—2173.
- [6] Зауткин В. В., Орел Б. И., Черепанов В. Б. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 2. С. 708—720.
- [7] Андриенко А. В., Ожогин В. И., Сафонов В. Л., Якубовский А. Ю. // Препринт ИАЭ-4628/9. М., ЦНИИатоминформ, 1988.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
13 марта 1991 г.

УДК 534.6.539.32]

© Физика твердого тела, том 34, № 1, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 1, 1992

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МОДУЛЕЙ УПРУГОСТИ ХАЛЬКОГЕНИДОВ МЕДИ И СЕРЕБРА

В. М. Березин, М. И. Пашнин

Халькогениды меди и серебра Cu_2X ; Ag_2X ($X=S, Se, Te$) помимо практического применения в термо- и фотоэлектрических преобразователях энергии часто используются как уникальные модельные объекты в физике твердого тела [1]. Одна из главных особенностей этого класса соединений состоит в наличии структурного суперионного фазового перехода, в результате которого резко увеличивается униполярная проводимость по катионам, достигая значений, характерных для расплавленных солей [2]. Ввиду практической и науч-

ной важности этого явления проблема суперионной проводимости в твердых телах в последнее время интенсивно изучается. Однако ряд принципиальных вопросов до сих пор остается нерешенным. Один из основных — причины появления высокоподвижных катионов в кристалле и их доля в катионной подсистеме. Один из возможных механизмов — ослабление химической связи в результате суперионного перехода. Информацию об энергии межатомного взаимодействия дают упругие модули материала. Между тем в области суперионного фазового перехода таких исследований не проводилось.

В данной работе акустическим методом получены температурные зависимости модуля Юнга и модуля сдвига, а также коэффициента Пуассона для ряда халькогенидов меди и серебра. Схема установки приведена на рис. 1. Частота f прецизионного звукового генератора выбиралась так, чтобы на длине

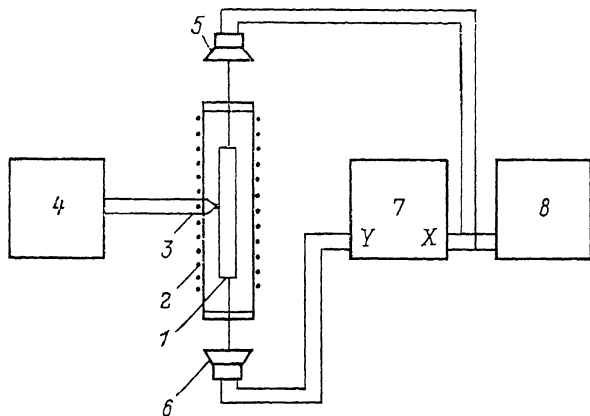


Рис. 1. Схема установки для измерения скорости звука резонансным методом.

1 — образец; 2 — печь; 3 — термопара; 4 — измеритель-регулятор температуры; 5, 6 — передающий и приемный диффузоры; 7 — осциллограф; 8 — прецизионный звуковой генератор.

исследуемого стержня l укладывалась четверть длины звуковой волны. При этом на экране осциллографа наблюдался эллипс. Тогда скорость звука определяется формулой

$$v = 4lf. \quad (1)$$

Чувствительность установки позволяла выделять сдвиговые и стержневые волны. Контрольные измерения скорости продольных, сдвиговых и стержневых волн в стержнях из меди и алюминия показали хорошее совпадение со справочными данными [3].

Образцы халькогенидов меди и серебра в виде стержней длиной 3.2 см получали прессованием порошка, который получали спеканием соответствующих компонентов марки ОСЧ в вакуированных ампулах.

Для определения модуля Юнга E , модуля сдвига G и коэффициента Пуассона ν использовали известные соотношения модели изотропного твердого тела [3]

$$E = v_c^2 \rho. \quad (2)$$

$$G = v_{\perp}^2 \rho, \quad (3)$$

$$\nu = \frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{v_{\perp}} \right)^2 - 1, \quad (4)$$

где ρ — плотность материала; v_c , v_{\perp} — соответственно скорости стержневых и сдвиговых волн. Температурная зависимость плотности учитывалась с использованием данных о тепловом расширении исследуемых материалов [4].

На рис. 2 приведены полученные по формулам (1) — (4) и экспериментальным зависимостям $\nu_i(T)$, $\nu_c(T)$ графики температурных зависимостей $E(T)$, $G(T)$ и $\kappa(T)$. Как видно, они имеют обычный линейный характер, причем в точках супернионного фазового перехода (отмечены стрелками) никаких отклонений, аномалий не наблюдается. Следует, однако, заметить, что используемая установка позволяла получать значения модулей лишь при небольших деформациях.

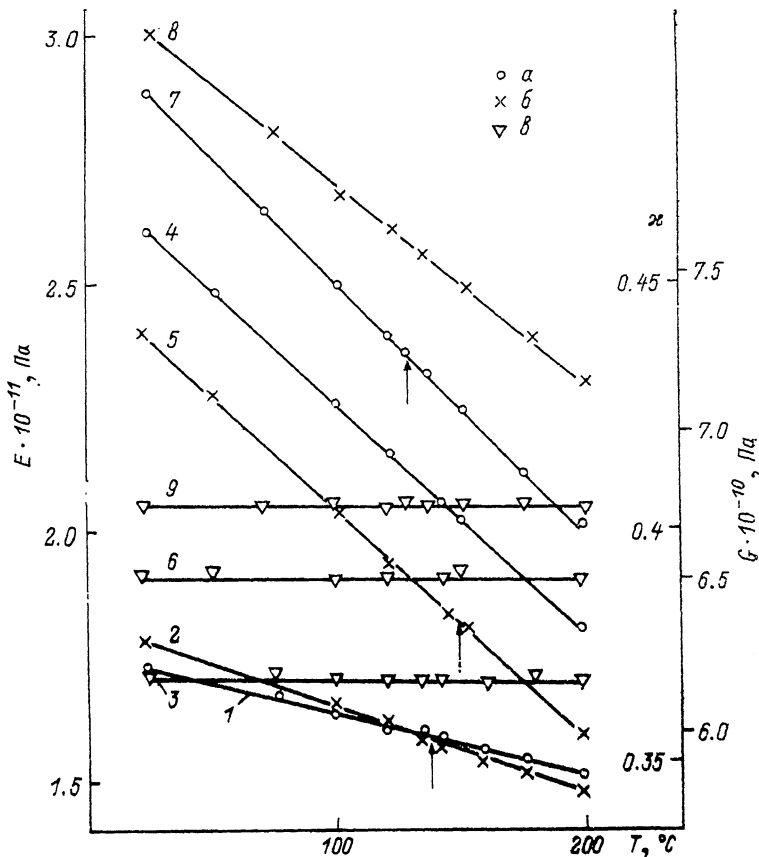


Рис. 2. Температурные зависимости модуля Юнга E (а), модуля сдвига G (б) и коэффициента Пуассона κ (в) для типичных супернионных твердых тел.

1—3 — Cu_2Se (близкие зависимости у Cu_2Te), 4—6 — Ag_2Te , 7—9 — Ag_2Se .

Нечувствительность упругих модулей к супернионному переходу указывает на сохранение формы потенциала и величины межчастичных сил связи. Этот результат не соответствует представлениям о «расплавленной катионной подрешетке», часто используемым в литературе [5]. Действительно, в случае «плавления» по крайней мере модуль сдвига должен резко уменьшаться. Причину резкого увеличения ионной проводимости, по-видимому, надо искать в изменении симметрии решетки и в кооперативных явлениях в катионной подрешетке. Супернионные фазы всех исследованных соединений кубические (Cu_2Se , Ag_2Te — ГЦК, Ag_2Se — ОЦК), в то время как ниже температуры перехода они низкосимметричные (ромбоэдрическая, моноклиновая и т. п.).

С другой стороны, полученные данные не противоречат представлениям о двух сортах катионов в структуре халькогенидов меди и серебра. Один сорт

(половина общего числа) образует структуру типа ZnS (Cu_2Se , Ag_2Te), а второй сорт статистически распределен в пустотах этой структуры и обеспечивает высокую поперечную проводимость [6, 7]. В рамках этой модели можно допустить, что за упругие свойства и ионный перенос ответственны различные сорта катионов. Тогда скачок ионной проводимости при структурном превращении может и не сопровождаться изменением упругих модулей.

Таким образом, в работе получены температурные зависимости основных упругих модулей и коэффициента Пуассона халькогенидов меди и серебра. Отсутствие отклонений от линейной зависимости в точке суперионного фазового перехода указывает на неизменность сил межчастичного взаимодействия в точке перехода.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Горбачев В. В. Полупроводниковые соединения A_2^{IV} . М.: Металлургия, 1980. 132 с.
- [2] Гуревич Ю. Я., Харкац И. И. // Итоги науки и техники. Химия твердого тела. М., ВИНТИИ, 1987. 156 с.
- [3] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И. И. Кикоина. М.: Наука, 1976. 1006 с.
- [4] Глазов В. М., Махмудова Н. М. // Изв. АН СССР, сер. неорган. матер. 1970. Т. 6. № 8. С. 1409—1413.
- [5] Уббелоде А. Р. Расплавленное состояние вещества. М.: Металлургия, 1982. 375 с.
- [6] Borchert W. // Zeitschr. Kristal. 1945. Bd 106. S. 5—24.
- [7] Vučić Z., Horvatic V., Ogorelec Z. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1982. V. 15. P. 3539—3546.

Челябинский государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
16 мая 1991 г.

УДК 537.226.4; 538.956

© Физика твердого тела, том 34, № 1, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 1, 1992

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ В СИСТЕМЕ $Li_{2-x}Na_x(Ge_4O_9)$

М. Д. Волнянский, А. Ю. Кудзин, В. Ф. Катков

Исследование диэлектрических свойств литий—натрий тетрагерманата $LiNaGe_4O_9$ показало, что это соединение обладает сегнетоэлектрическими свойствами с $T_c = 113$ К, $P_s = 0.3 \cdot 10^{-6}$ Кл·см⁻² при 110 К [1] и при комнатной температуре имеет орторомбическую элементарную ячейку ($Pcca - D_{2h}^8$). Тетрагерманат лития $Li_2Ge_4O_9$ при этой температуре также имеет орторомбическую элементарную ячейку с той же пространственной группой симметрии [2], а сегнетоэлектрический (СЭ) фазовый переход (ФП) при температуре 190 К и $P_s = 0.6 \cdot 10^{-6}$ Кл·см⁻² при 180 К. При комнатной температуре соединения $Li_2Ge_4O_9$, $Li_{1.5}Na_{0.5}Ge_4O_9$ и $LiNaGe_4O_9$ имеют соответственно следующие параметры решетки: $a = 9.29, 9.30, 9.31$, $b = 4.64, 4.66, 4.68$, $c = 15.76, 15.81, 15.88$ Å [3] и, согласно структурным данным, по-видимому, образуют ряд твердых растворов типа $Li_{2-x}Na_x(Ge_4O_9)$. Уменьшение содержания натрия до нуля приводит к смещению T_c почти на 80 К, поэтому представляется интересным вырастить монокристаллы с плавным изменением содержания Na и исследовать их диэлектрические свойства.

Монокристаллы состава $Li_{2-x}Na_x(Ge_4O_9)$ были выращены методом Чохральского в воздухе с использованием нагревателя сопротивления. Величина x