

Двулучепреломляющие свойства механически зажатых кристаллов K_2ZnCl_4

© В.И. Стадник¹, В.М. Габа², Б.В. Андриевский³, З.О. Когут²

¹ Львовский национальный университет им. Ивана Франко, Львов, Украина

² Национальный университет „Львовская политехника“, Львов, Украина

³ Технологический университет, Кошалин, Польша

E-mail: vasylstadnyk@ukr.net

(Поступила в Редакцию 8 декабря 2009 г.
В окончательной редакции 7 мая 2010 г.)

Исследовано влияние одноосных давлений вдоль главных кристаллофизических направлений на дисперсионные и температурные зависимости двулучепреломления Δn_i кристаллов K_2ZnCl_4 . Установлено, что Δn_i чувствительно к действию одноосных давлений; одноосные напряжения не изменяют характера дисперсионных и температурных зависимостей Δn_i . Обнаружено новое „псевдоизотропное“ состояние данного кристалла. Установлено значительное барическое смещение точек фазовых переходов парафаза–несоразмерная фаза–соразмерная фаза в разные температурные области в зависимости от направления приложения давления, что обусловлено влиянием одноосных напряжений на структуру кристалла K_2ZnCl_4 .

1. Введение

Кристаллы тетрахлорцинканата калия (ТХЦК) K_2ZnCl_4 являются типичными представителями одномерно модулированной несоразмерной структуры типа A_2BX_4 . Они претерпевают стандартную для таких кристаллов последовательность фазовых переходов (ФП): парафаза (mmm , $Z = 4$, $T_i = 553$ К) → несоразмерная фаза (НФ) ($T_c = 403$ К) → соразмерная сегнетофаза (СФ) ($P2_1cn(mn2)$, $q = c^*/3$, $Z = 12$) [1,2].

Высокотемпературная фаза I кристалла ТХЦК является параэлектрической с пространственной группой $R\bar{3}m$ подобно кристаллам группы β - K_2SO_4 . Промежуточная фаза II ($T_c < T < T_i$) является несоразмерно модулированной в c -направлении с волновым вектором $q = (1 - \delta)c^*/3$. Низкотемпературная фаза III ($T < T_c$) является несобственной сегнетоэлектрической со спонтанной поляризацией вдоль b -оси и утроенным параметром элементарной ячейки вдоль псевдогексагональной c -оси.

НФ кристалла ТХЦК была определена по положению сателлитных пиков в рентгеновских лучах отражения и с помощью дифракции нейтронов [3,4]. Авторами установлено, что атомное смещение, обусловленное модуляционными волнами, для атомов хлора является достаточно большим. Это обусловлено тем, что при ФП фаза I–фаза II наблюдается значительное искривление тетраэдра $ZnCl_4$.

ФП парафаза–несоразмерная фаза в кристаллах ТХЦК связан с конденсацией фонона в точке q зоны Бриллюэна и при этом эта мода имеет релаксационный характер. В кристалле K_2ZnCl_4 наблюдается высокая температура существования НФ, что ослабляет даль-

нодействующие корреляции смещений и поэтому температурная зависимость параметра порядка $\delta(T)$ здесь очень слабая. В кристаллах с элементами беспорядка дальнейдействующие корреляции смещений ионов малы, поэтому упорядочивание структуры слабо влияет на характер пространственного распределения областей до тех пор, пока степень упорядочивания не станет значительной [5–7].

Оптические исследования кристаллов ТХЦК (температурные и спектральные зависимости показателей преломления и двулучепреломления) обнаружили аномалии при ФП [8–10].

Цель настоящей работы — исследование влияния одноосного механического давления вдоль кристаллофизических осей X , Y , Z и биссектрисе углов между ними на спектральные и температурные изменения двулучепреломления Δn_i кристаллов ТХЦК при распространении света вдоль направлений X , Y , Z .

Ранее исследовалось влияние одноосного давления на спектральные и температурные зависимости двулучепреломления и показателей преломления ряда изоморфных к ТХЦК кристаллов, и была установлена и значительная барическая чувствительность электронной подсистемы этих кристаллов, что проявлялось в существенном смещении по энергетическому спектру положения эффективных полос ультрафиолетового и инфракрасного осцилляторов [11,12].

2. Методика эксперимента

Кристаллы ТХЦК были выращены из водного раствора методом медленного охлаждения. Полученные

кристаллы имели вид ромбических призм с большим количеством граней.

В спектральном диапазоне 250–800 nm дисперсия двулучепреломления изучалась по изменениям интерференционной картины поляризованных лучей, что регистрировалось с помощью спектрального комплекса КСВУ-23. Исследуемый образец устанавливался в криостат в диагональное положение между скрещенных николей. При прохождении через такую систему пучка белого света в фокальной плоскости спектрографа возникала интерференционная картина. Условием появления интерференционных экстремумов в спектре является равенство

$$d(n_i - n_j) = k\lambda, \quad (1)$$

где k — порядок интерференционного максимума, d — толщина образца по ходу лучей, n_i и n_j — показатели преломления в кристаллофизических направлениях i и j . Порядок интерференционной картины определялся по известным значениям показателя преломления.

В исследуемом спектральном диапазоне на КСВУ-23 записывалась спектральная зависимость интенсивности пропускания скрещенных поляризаторов и образца между ними в диагональном положении согласно известному соотношению

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta n_i d_i, \quad (2)$$

где I_0 — интенсивность света, который падает на образец, Δn_i , d_i — величина двулучепреломления и толщина образца в направлении просвечивания. По экстремумам интерференционной картины находим спектральную зависимость разности хода (1).

При одноосном давлении образца, которое осуществлялось с помощью специального приспособления, наблюдается спектральное смещение интерференционных полос, за которое отвечает изменение двулучепреломления. Зависимость величины Δn_i от давления при этом будет определяться выражением

$$\Delta n_i(\lambda, \sigma_i) = k\lambda/d(\sigma). \quad (3)$$

Изменения толщины при действии одноосного напряжения $d(\sigma)$ можно рассчитать исходя из изменений линейных размеров образца вдоль направления сжатия, полученных на основе закона Гука

$$(\Delta l/l_0)_i = s_{im}\sigma_m, \quad (4)$$

где $\Delta l/l_0$ — коэффициенты относительного сжатия, s_{im} — коэффициенты тензора упругой податливости. Поскольку значения коэффициентов s_{im} для кристаллов K_2ZnCl_4 находятся в пределах $\sim 10^{-11} \text{ m}^2/\text{N}$, вклад от $d(\sigma) \sim \Delta l/l_0$ в барические изменения двулучепреломления незначительный, в связи с чем его влияние не учитывалось.

Измерения проводились до давлений $\sigma_i \sim 200 \text{ bar}$. Погрешность измерения двулучепреломления составляла $\delta \Delta n_i = \pm 2 \cdot 10^{-5}$.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Барические изменения двулучепреломления кристаллов при комнатной температуре. На рис. 1 представлена дисперсия двулучепреломления Δn_i кристалла ТХЦК при комнатной температуре для трех кристаллофизических направлений и разных значений одноосного напряжения, измеренная интерференционным методом Оберимова. Как видно из рисунка, двулучепреломление Δn_i обладает значительной анизотропией, что свидетельствует об отсутствии изотропных точек в данном кристалле при нормальных условиях. Кроме того, видно, что дисперсия Δn_i кристалла ТХЦК нормальная ($d\Delta n_i/d\lambda < 0$). Установлено, что двулучепреломление кристаллов ТХЦК чувствительно к действию одноосных давлений вдоль главных кристаллофизических направлений и менее чувствительно к действию давлений вдоль биссектрис между ними.

Из рисунка видно, что напряжения σ_m ведут к разным по знаку изменениям двулучепреломления Δn_i : одноосное давление σ_x увеличивает Δn_y и уменьшает Δn_z , одноосное давление σ_y увеличивает Δn_z и уменьшает Δn_x , тогда как σ_z увеличивает двулучепреломление в направлении X и уменьшает в направлении Y . Кривые $\Delta n_i(\lambda)$ под действием давления качественно не изменяются, однако их дисперсия уменьшается при действии одноосных напряжений. В табл. 1 представлены значения дисперсии двулучепреломления кристаллов ТХЦК ($-d\Delta n_i/d\lambda$, 10^{-5} nm^{-1}) при комнатной температуре для разных направлений давлений.

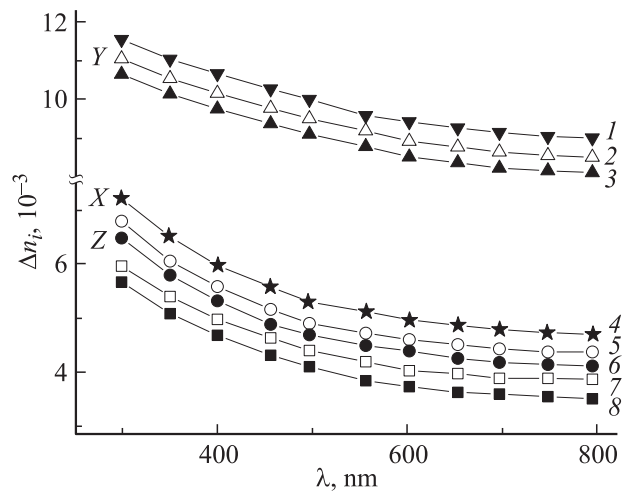


Рис. 1. Спектральная зависимость двулучепреломления кристаллов K_2ZnCl_4 при комнатной температуре для кристаллофизических направлений X, Y, Z (направления распространения пучка света) для механически свободного (светлые символы) и зажато одноосными напряжениями (темные символы) кристалла. 1 — Δn_y под действием напряжения σ_x , 2 — Δn_y механически свободного кристалла, 3 — Δn_y под действием σ_z , 4 — Δn_x под действием σ_z , 5 — Δn_x механически свободного кристалла, 6 — Δn_z под действием σ_y , 7 — Δn_z механически свободного кристалла, 8 — Δn_z под действием σ_x . Все результаты получены при давлении 200 bar.

Таблица 1. Дисперсия двулучепреломления кристаллов K_2ZnCl_4 ($-d\Delta n_i/d\lambda$, 10^{-5} nm^{-1}) при $T = 300 \text{ K}$ для разных направлений одноосного давления

Длина световой волны	Направление света	Давление			
		$\sigma_m = 0$	$\sigma_x = 100 \text{ bar}$	$\sigma_y = 100 \text{ bar}$	$\sigma_z = 100 \text{ bar}$
$\lambda = 400 \text{ nm}$	X	9.42	—	8.96	8.53
	Y	7.88	7.68	—	7.63
	Z	8.01	7.73	7.97	—
$\lambda = 700 \text{ nm}$	X	1.07	—	1.08	1.03
	Y	2.25	2.16	—	2.23
	Z	1.32	1.11	1.28	—

На рис. 2 представлены барические зависимости двулучепреломления кристаллов ТХЦК при комнатной температуре для $\lambda = 500 \text{ nm}$. Видно, что барические изменения Δn_i при комнатной температуре практически линейны: $\delta(\Delta n_x) = +3.5 \cdot 10^{-4}$ и $-1.8 \cdot 10^{-4}$ (для σ_z и $\sigma_y = 200 \text{ bar}$ соответственно), $\delta(\Delta n_y) = +4.8 \cdot 10^{-4}$ и $-4.3 \cdot 10^{-4}$ (для σ_x и $\sigma_z = 200 \text{ bar}$) и $\delta(\Delta n_z) = +1.6 \cdot 10^{-4}$ и $-2.1 \cdot 10^{-4}$ (для σ_y и $\sigma_x = 200 \text{ bar}$ соответственно).

Путем экстраполяции прямых $\Delta n_i = f(\sigma_m)$ или решения уравнения

$$\Delta n_z(\sigma_y = 0) + a\sigma_y = \Delta n_x(\sigma_y = 0) - b\sigma_y \quad (5)$$

(где a и b — коэффициенты барического изменения двулучепреломления вдоль Z- и X-направлений соответственно) установлено, что при давлениях $\sigma_y \sim 280 \text{ kbar}$

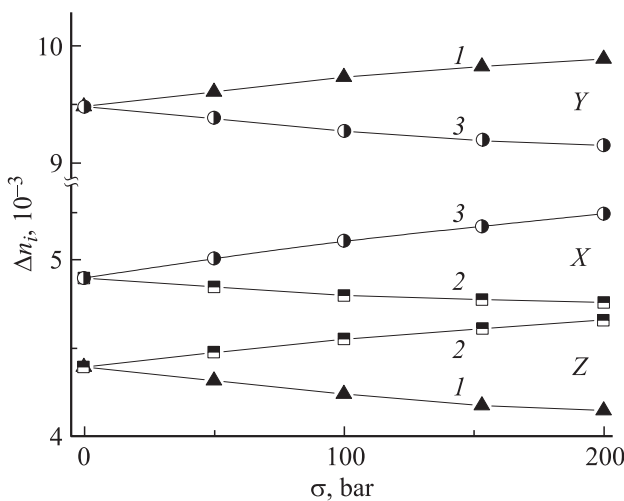


Рис. 2. Барическая зависимость двулучепреломления кристаллов K_2ZnCl_4 при комнатной температуре и длине волны $\lambda = 500 \text{ nm}$ для кристаллофизических направлений X, Y Z. 1 — σ_x , 2 — σ_y , 3 — σ_z .

в кристалле K_2ZnCl_4 будет иметь место равенство двулучепреломлений $\Delta n_x \sim \Delta n_z \sim 4.726 \cdot 10^{-3}$, что будет отвечать изотропному состоянию данного кристалла. Таким образом, под воздействием одноосного напряжения σ_y в кристалле ТХЦК можно индуцировать новую „псевдоизотропную точку“. Поскольку для механически свободного кристалла ТХЦК выполняется следующее соотношение между показателями преломления: $n_x > n_y > n_z$, равенство $\Delta n_x(\sigma_y) = \Delta n_z(\sigma_y)$ означает, что для деформированного кристалла ТХЦК будет иметь место следующее соотношение: $n_x - n_y = n_y - n_z$ или $n_y = 1/2(n_x + n_z)$. Следовательно, приложение одноосного давления σ_y приводит к усреднению показателей преломления.

Подобная ситуация ранее была обнаружена для кристаллов $LiRbSO_4$ и $(NH_4)_2SO_4$. При напряжении $\sigma_z = 200 \text{ bar}$ и длине световой волны $\lambda \sim 423 \text{ nm}$ наблюдалось пересечение кривых $\Delta n_a(\lambda)$ и $\Delta n_c(\lambda)$, что отвечало точке „псевдоизотропного состояния“, которая при увеличении давления перемещалась в сторону меньших длин волн со скоростью $d\lambda_0/d\sigma = 0.51 \text{ nm} \cdot \text{bar}^{-1}$ для кристаллов $LiRbSO_4$, а для кристаллов $(NH_4)_2SO_4$ равенство двулучепреломлений $\Delta n_a \sim \Delta n_b \sim 1.076 \cdot 10^{-2}$ наблюдали при давлениях $\sigma_y \sim \sigma_x \sim 560 \text{ kbar}$, что также отвечает изотропному состоянию данного кристалла [13,14].

Полученные экспериментальные факты качественно согласуются с ожидаемыми изменениями поляризационных констант кристаллов группы mmm [15]

$$\begin{aligned} \Delta n_3(\sigma_{11}) &= (n_2 - n_1)' \\ &= \Delta n_{30} - 1/2(n_{20}^3\pi_{21} - n_{10}^3\pi_{11})\sigma_{11}, \\ \Delta n_3(\sigma_{22}) &= (n_2 - n_1)'' \\ &= \Delta n_{30} - 1/2(n_{10}^3\pi_{22} - n_{20}^3\pi_{12})\sigma_{22} \end{aligned} \quad (6)$$

и свидетельствуют о том, что приведенные в скобках выражения имеют разные значения и знаки.

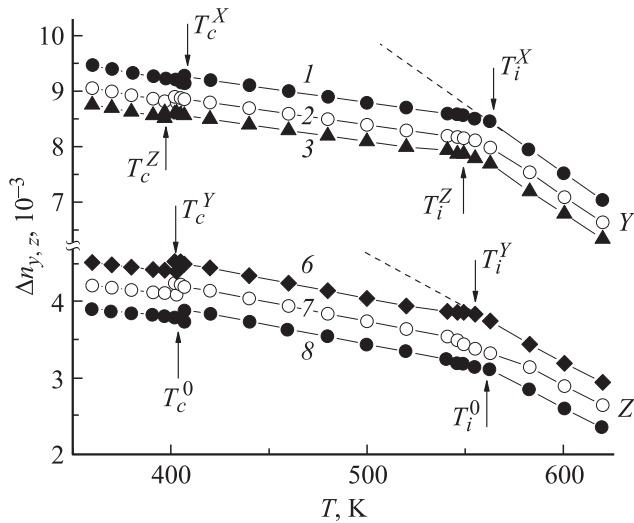


Рис. 3. Температурная зависимость двулучепреломления кристаллов K_2ZnCl_4 при $\lambda = 500$ nm для разных направлений одноосного напряжения. Светлые символы — механически свободный кристалл, темные — механически зажатый кристалл. Нумерация кривых та же, что на рис. 1. Все результаты получены при давлении 200 bar. Верхние индексы указывают направление одноосного сжатия.

3.2. Температурные изменения двулучепреломления. Температурные зависимости двулучепреломления Δn_i кристаллов ТХЦК в районе ФП парафаза–НФ–СФ для разных значений одноосного давления представлены на рис. 3.

Обнаружено, что в кристаллах ТХЦК одноосные напряжения влияют на точки ФП и температурный ход двулучепреломления. Установлено, что давление не меняет характер температурных зависимостей двулучепреломления, а изменяет только величину $d\Delta n_i/dT$. Установлено, что зависимость $\Delta n_i(T)$ практически линейна для всех фаз. В парафазе обнаружены наиболее существенные изменения $\Delta n_i(T)$: $d\Delta n_x/dT = 5.1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $d\Delta n_y/dT = 9.0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ и $d\Delta n_z/dT = 8.2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ для механически свободных кристаллов. Для зажатых одноосными напряжениями кристаллов ТХЦК эти величины существенно не различаются (табл. 2). В НФ наблюдаются следующие коэффициенты: $d\Delta n_x/dT = 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $d\Delta n_y/dT = 6.0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ и $d\Delta n_z/dT = 5.1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Температурные различия в поведении $\Delta n_i(\sigma)$ для механически свободного и зажатого образцов обнаружены только в области НФ (табл. 2). Видно, что в НФ одноосные напряжения в основном увеличивают температурную чувствительность двулучепреломления. При ФП НФ–СФ обнаружены скачкообразные изменения Δn_i : $\delta\Delta n_x = 2.9 \cdot 10^{-4}$, $\delta\Delta n_y = 1.2 \cdot 10^{-4}$ и $\delta\Delta n_z = 1.1 \cdot 10^{-4}$. При действии одноосных напряжений величины этих скачков несколько меньше: $\delta\Delta n_x = 2.2 \cdot 10^{-4}$ и $2.5 \cdot 10^{-4}$ для σ_y и $\sigma_z = 200$ bar, $\delta\Delta n_y = 1.0 \cdot 10^{-4}$ и $0.9 \cdot 10^{-4}$ для σ_z и $\sigma_x = 200$ bar и $\delta\Delta n_z = 0.9 \cdot 10^{-4}$ и $0.8 \cdot 10^{-4}$ для σ_y и $\sigma_x = 200$ bar.

Установлено, что ФП исследуемых кристаллов чувствительны к действию одноосных напряжений и при этом обнаружено значительное смещение точек ФП по температурной шкале в разных направлениях в зависимости от направления приложения давления. Обнаружено, что для одноосных напряжений $\sigma_m = 200$ bar ФП из парафаза в несоизмерную фазу имеет место при $T_i^X = 557.8$ K, $T_i^Y = 552.0$ K и $T_i^Z = 550.4$ K, тогда как для механически свободного кристалла $T_i^0 = 553.0$ K. Для соответствующих напряжений ФП из несоизмерной в соразмерную фазу имеет место при $T_c^X = 406.6$ K, $T_c^Y = 399.8$ K и $T_c^Z = 401.4$ K, тогда как для механически свободного кристалла $T_c^0 = 403.0$ K. Таким образом, установлено следующее.

а) Одноосные напряжения σ_x смещают фазовые переходы кристалла ТХЦК в сторону более высоких температур со следующими коэффициентами: $dT_i/d\sigma_x = +0.023 \text{ K} \cdot \text{bar}^{-1}$ и $dT_c/d\sigma_x = +0.018 \text{ K} \cdot \text{bar}^{-1}$.

б) Одноосные напряжения σ_y смещают точки фазовых переходов кристалла ТХЦК в сторону более низких температур с коэффициентами: $dT_i/d\sigma_y = -0.005 \text{ K} \cdot \text{bar}^{-1}$ и $dT_c/d\sigma_y = -0.016 \text{ K} \cdot \text{bar}^{-1}$.

в) Одноосные давления σ_z смещают точки ФП кристаллов ТХЦК в сторону более низких температур с коэффициентами: $dT_i/d\sigma_z = -0.013 \text{ K} \cdot \text{bar}^{-1}$ и $dT_c/d\sigma_z = -0.008 \text{ K} \cdot \text{bar}^{-1}$.

Если рассмотреть суммарные коэффициенты смещения точек ФП под действием всех одноосных давлений вдоль главных кристаллофизических направлений (аналог гидростатического давления), то получим

$$dT_i/d\sigma_m = dT_i/d\sigma_x + dT_i/d\sigma_y$$

$$+ dT_i/d\sigma_z = +0.005 \text{ K} \cdot \text{bar}^{-1},$$

$$dT_c/d\sigma_m = dT_c/d\sigma_x + dT_c/d\sigma_y$$

$$+ dT_c/d\sigma_z = -0.006 \text{ K} \cdot \text{bar}^{-1}.$$

Таким образом, точка ФП парафаза НФ — кристаллов ТХЦК смещается в сторону более высоких температур, а точка ФП НФ–СФ — в сторону более низких температур, что согласуется с характером влияния гидростатического давления на ФП. На основе диэлектрических измерений для кристаллов ТХЦК была получена p – T диаграмма [16] и установлено, что $\partial T_i/\partial p = +110 \text{ K/GPa}$ и $\partial T_c/\partial p = -87 \text{ K/GPa}$.

Поскольку барические коэффициенты смещения точек ФП различаются между собой ($dT_c/d\sigma_z > dT_i/d\sigma_z$), можно ожидать, что под действием напряжения σ_z несоизмерная фаза кристалла ТХЦК будет сужаться. Путем экстраполяции кривых $T_c(\sigma_z)$ и $T_i(\sigma_z)$ действительно обнаружено, что при давлении $\sigma_z \sim 29.5$ kbar и температуре $T \sim 163$ K в кристалле исчезнет НФ и будет иметь место ФП парафаза–сегнетофаза, т.е. возникает „тройная точка“. Одноосные давления σ_x и σ_y в свою очередь ведут к расширению несоизмерной фазы в сторону высоких и низких температур (рис. 4).

Таблица 2. Температурные коэффициенты изменения двулучепреломления кристаллов K_2ZnCl_4 ($-d\Delta n_i/dT$, $10^{-6} K^{-1}$) для $\lambda = 500$ nm для разных направлений одноосного давления

Направление света	$\sigma = 0$	$\sigma_x = 200$ bar	$\sigma_y = 200$ bar	$\sigma_z = 200$ bar
Парафаза				
X	5.1	—	4.9	5.1
Y	9.0	9.1	—	8.8
Z	8.2	8.1	8.0	—
Несоразмерная фаза				
X	1.5	—	1.8	1.9
Y	6.0	6.1	—	6.2
Z	5.1	5.0	5.2	—
Сегнетофаза				
X	1.8	—	1.6	1.7
Y	6.4	6.1	—	6.3
Z	3.2	3.0	3.0	—

Обнаруженные барические смещения точек ФП кристаллов ТХЦК можно пояснить исходя из изменений структуры кристалла K_2ZnCl_4 . Известно, что в исходной парафазе одна из вершин каждой T -группы направлена вдоль $\pm Z$, а остальные три вершины тетраэдра $ZnCl_4$ лежат в одной плоскости (00Z). Кроме того, ориентации оснований T -групп в плоскости (001) одинаковы в каждом из слоев катионных полиэдров и противоположны в соседних слоях, так что в K_2ZnCl_4 $Z = 4$. В то же время вершина одного из тетраэдров каждого слоя направлена по $+Z$, а другого — по $-Z$, и поэтому в ячейке общее число T -групп, обращенных по $+Z$ и $-Z$, одинаково [17].

Рассматривая T -группы как целое, основные изменения в структуре НФ по сравнению с исходной сводятся к волнам смещений атомов K(1), K(2) и тетраэдрических

групп $ZnCl_4$ преимущественно вдоль оси Z (будущей полярной оси) и к поворотам T -групп вокруг всех трех осей X , Y и Z [18,19]. При этом повороты вокруг оси Z одинаковы для всех групп, разделенных трансляцией вдоль Z , и не связаны с волной модуляции.

Теперь понятно, что если направление одноосного давления совпадает с направлением вращения тетраэдра $ZnCl_4$, то ФП будет иметь место при более высоких температурах, если же направление вращений тетраэдра противоположно направлению приложения одноосного напряжения, то ФП будет наблюдаться при более низких температурах. Поскольку вращение тетраэдра $ZnCl_4$ происходит в плоскости (XY), понятно, что в одном случае (σ_x) ФП смещаются в область более высоких температур, а в другом (σ_y) — в область более низких температур.

Смещение точек ФП при действии σ_z в сторону низких температур обусловлено тем, что вращение тетраэдра происходит вокруг оси Z . Давление σ_z как бы зажимает тетраэдр и тем самым затрудняет его переход в новое термодинамическое состояние.

Что касается сегнетоэлектрической соразмерной фазы, то было выяснено, что для перестройки структуры от $R3cn$ к $P2_1cn$ необходимо осуществить два главных искажения. Первым из них являются повороты T -групп вокруг оси, близкой к Z , а вторым — смещения атомов K и Zn вдоль полярной оси. Соответствующие соображения по поводу влияния одноосных давлений на вращение T -групп применимы и к смещению точек ФП несоразмерная фаза—соразмерная фаза.

Смещение точек ФП из несоразмерной фазы в соразмерную обусловлено также тем, что действие внешнего механического напряжения на кристалл, который находится в метастабильном состоянии, изменяет его стабильность, ускоряя или замедляя релаксацию к равновесному состоянию. Возможными механизмами влияния механического напряжения на время релаксации могут

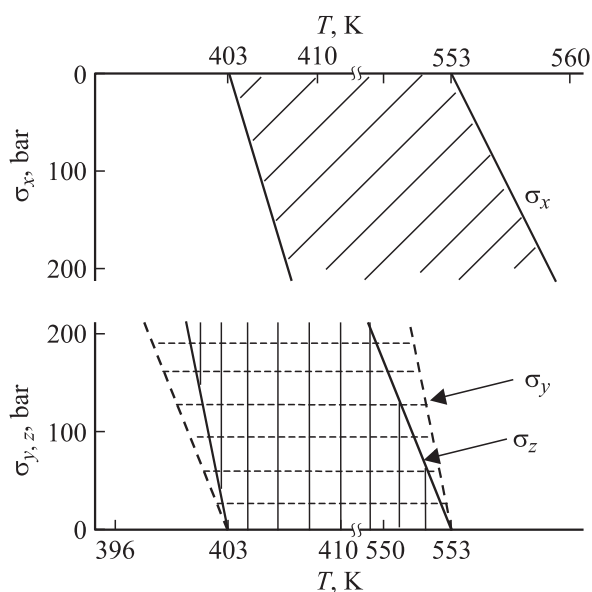


Рис. 4. Схематическая фазовая температурно-барическая диаграмма кристалла K_2ZnCl_4 .

быть деформация солитонной структуры или уменьшение потенциальных барьеров в местах локализации дефектов.

Таким образом, в работе исследовано влияние одноосных давлений вдоль главных кристаллофизических направлений на дисперсионные и температурные зависимости двулучепреломления Δn_i кристаллов K_2ZnCl_4 , находящихся в несоразмерной фазе в широком температурном диапазоне. Установлено, что Δn_i чувствительно к действию одноосных давлений. Показано, что напряжения σ_m ведут к разным по знаку изменениям двулучепреломления Δn_i . Обнаружено, что при давлениях $\sigma_y \sim 280$ kbar в кристалле K_2ZnCl_4 будет наблюдаться равенство двулучепреломлений $\Delta n_x \sim \Delta n_z \sim 4.726 \cdot 10^{-3}$, что будет соответствовать „псевдоизотропному“ состоянию данного кристалла.

Показано, что давление не меняет характер температурных зависимостей двулучепреломления, а изменяет только величину $d\Delta n_i/dT$, а зависимость $\Delta n_i(T)$ практически линейна для всех фаз.

Установлено, что ФП исследуемых кристаллов чувствительны к действию одноосных напряжений и при этом обнаружено значительное смещение точек ФП по температурной шкале в разных направлениях в зависимости от направления приложения давления. Обнаружено, что при давлении $\sigma_z \sim 29.5$ kbar и температуре $T \sim 163$ К в кристалле исчезнет НФ и будет иметь место ФП парафаза–сегнетофаза, т.е. возникает „тройная точка“. Одноосные давления σ_x и σ_y в свою очередь ведут к расширению несоразмерной фазы в сторону высоких и низких температур. Такое барическое смещение точек ФП объяснено влиянием одноосных напряжений на структуру кристалла ТХЦК, а именно на вращение тетраэдров $ZnCl_4$.

Список литературы

- [1] D. Kucharczyk, W. Paciorek, H. Kalicinska-Karut. Phase Trans. **2**, 277 (1982).
- [2] F. Milia, R. Kind, J. Slak. Phys. Rev. B **27**, 6662 (1983).
- [3] K. Gesi, M. Iizumi. J. Phys. Soc. Jap. **53**, 4272 (1984).
- [4] K. Itoh, T. Kataoka, H. Natsunaga. J. Phys. Soc. Jap. **48**, 1039 (1980).
- [5] K. Gesi, M. Iizumi. J. Phys. Soc. Jap. **46**, 1231 (1979).
- [6] В.Ф. Катков, В.Н. Моисеенко, В.И. Пастухов, С.А. Флорова. ФТТ **24**, 296 (1982).
- [7] В.С. Горелик, А.М. Агальцов, В.И. Пастухов, В.Н. Моисеенко. Изв. АН СССР. Сер. физ. **51**, 2179 (1987).
- [8] Н.А. Романюк, В.М. Габа, В.И. Стадник. ФТТ **32**, 1233 (1990).
- [9] Н.А. Романюк, В.М. Габа, В.И. Стадник. Кристаллография **35**, 1292 (1990).
- [10] В.М. Габа, В.И. Стадник, Н.А. Романюк. Изв. АН СССР. Сер. физ. **55**, 559 (1991).
- [11] V.Yo. Stadnyk, M.O. Romanyuk. Ferroelectrics **317**, 255 (2005).
- [12] В.И. Стадник, Н.А. Романюк, Р.С. Брезвин. Кристаллография **50**, 1038 (2005).
- [13] В.И. Стадник, М.О. Романюк, Л.Т. Карплюк. УФЖ **49**, 808 (2004).
- [14] В.И. Стадник, Н.А. Романюк, Н.Р. Тузяк, В.Ю. Курылк, В.М. Габа. Кристаллография **53**, 1096 (2008).
- [15] Т. Нарасимхамурти. Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов. Мир, М. (1984). 587 с.
- [16] K. Gesi. Ferroelectrics **64**, 97 (1985).
- [17] К.С. Александров, Б.В. Безносиков. Структурные фазовые переходы в кристаллах. Наука, Новосибирск (1993). 286 с.
- [18] N. Yamada, T. Ikeda. J. Phys. Soc. Jap. **53**, 2555 (1984).
- [19] M.S. Haque, J.R. Hardy. Phys. Rev. B **21**, 245 (1980).