

Тепловое расширение слоистых монокристаллов TlGaSe₂ и TlInS₂

Н. А. Абдуллаев, Т. Г. Мамедов, Р. А. Сулейманов

*Институт физики Академии наук Азербайджанской республики,
пр. Джавида, 33, г. Баку, 370143, Азербайджан
E-mail: physic@lan.ab.az*

Статья поступила в редакцию 26 декабря 2000 г., после переработки 14 апреля 2001 г.

Приведены данные экспериментальных исследований теплового расширения слоистых монокристаллов TlGaSe₂ и TlInS₂ в плоскости слоев и в перпендикулярном слоям направлении в области температур 20–300 К. Обнаруженные особенности теплового расширения обсуждаются в свете имеющихся данных об упругих свойствах TlGaSe₂ и TlInS₂. Выявлено, что отличия в температурном поведении коэффициентов теплового расширения в плоскости слоев $\alpha_{||}(T)$ в кристаллах TlGaSe₂ и TlInS₂ обусловлены различной степенью анизотропии этих кристаллов, а также разной величиной «межслоевой» упругой постоянной C_{13} .

Приведено дані експериментальних досліджень теплового розширення шаруватих монокристалів TlGaSe₂ та TlInS₂ в площині шарів та в перпендикулярному шарам напрямку в області температур 20–300 К. Виявлені особливості теплового розширення обмірковуються в освітленні даних про пружні властивості TlGaSe₂ та TlInS₂. Виявлено, що відмінність у температурній поведінці коефіцієнтів теплового розширення в площині шарів $\alpha_{||}(T)$ в кристалах TlGaSe₂ та TlInS₂ обумовлено різною ступеню анізотропії цих кристалів, а також різною величиною «міжшарової» пружної сталої C_{13} .

PACS: 65.70.+y

Интерес к изучению слоистых монокристаллов TlGaSe₂ и TlInS₂ обусловлен обнаружением в них структурных фазовых переходов. Многочисленные данные экспериментальных исследований диэлектрических [1–3], оптических [3,4] и тепловых [5–7] свойств TlGaSe₂ и TlInS₂ свидетельствуют о наличии аномалий в температурном поведении ряда физических параметров в области температур фазового перехода. Авторы [2] предположили, что в TlGaSe₂ фазовому переходу в сегнетоэлектрическую фазу при $T = 107$ К предшествует переход в состояние с пространственной модуляцией структуры при $T = 120$ К, что впоследствии было подтверждено методами нейтронной дифракции [8]. Данные нейтронно-дифракционных измерений в TlInS₂ [9] выявили, что в области температур 216–200 К существует несоизмерная фаза с вектором модуляции $\mathbf{q}_{inc} = (\delta, \delta, 0, 25)$.

Авторами настоящей статьи впервые [6,7] наблюдались особенности температурной зависимости коэффициентов линейного теплового расширения (КЛТР) монокристаллов TlGaSe₂ и TlInS₂

в плоскости слоев $\alpha_{||}(T)$ и перпендикулярно слоям $\alpha_{\perp}(T)$ в области температур 20–300 К. Позднее были опубликованы работы [11–13], в которых приведены результаты рентгенографических исследований температурных изменений параметров кристаллических решеток TlGaSe₂ и TlInS₂ в области фазовых переходов. Согласно данным [12], в TlGaSe₂ резкий скачок на зависимости $\alpha_{\perp}(T)$ сопровождается меньшим по величине резким уменьшением $\alpha_{||}(T)$ в интервале температур 100–120 К. Авторы [13] сообщают о наличии двух пиков на $\alpha_{\perp}(T)$ в TlGaSe₂ при температурах 107 и 114 К, однако величины $\alpha_{\perp}(T)$ при комнатной температуре не совпадают с данными [6,11,12]. В кристаллах TlInS₂ [13] также наблюдали на $\alpha_{\perp}(T)$ два пика при температурах 196 и 214 К. Приведенные в [11] результаты температурных исследований поликристаллических образцов TlGaSe₂ никаких аномалий $\alpha(T)$ не выявили. Хорошо известно, что общим недостатком рентгеновского метода исследований КЛТР является низкая чувствительность к относительным удлинениям $\Delta L/L$ (в лучшем случае $\Delta L/L$ достигает значений

$\sim 10^{-4}$). Это обстоятельство вынуждает использовать в экспериментах большой температурный шаг (более 10 K), что несомненно искажает характер зависимости $\alpha(T)$ в области фазовых переходов.

Наличие разноречивой, а порой и противоречивой информации о температурном поведении КЛТР в слоистых монокристаллах TlGaSe_2 и TlInS_2 , с одной стороны, и необходимость построения модели, дающей непротиворечивое объяснение особенностей теплового расширения слоистых кристаллов TlGaSe_2 и TlInS_2 в свете результатов исследований их упругих свойств [14,15], с другой стороны, и явились стимулом написания настоящей статьи.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Дилатометрические исследования проводились на интерференционном дилатометре в интервале температур 20–300 K. Температура в термостатируемой камере автоматически поддерживалась с точностью не хуже 0,05 K. Точность измерений КЛТР достигала $2 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$.

Образцы размерами около 5 мм вдоль измеряемого направления изготавливали из монокристаллов, выращенных методом Бриджмена. Кристаллическая решетка монокристаллов TlGaSe_2 и TlInS_2 обладает аксиальной симметрией (ось симметрии почти перпендикулярна плоскости слоя) и классифицируется пространственной группой симметрии C_{2h}^6 .

На рис. 1 представлены полученные нами данные о температурных зависимостях КЛТР монокристаллов TlGaSe_2 в плоскости слоев (α_{\parallel}) и перпендикулярно им (α_{\perp}). Как видно, наблюдаются большие положительные значения $\alpha_{\perp}(T)$, что характерно практически для всех слоистых кристаллов в направлении слабой связи [16]. На кривой $\alpha_{\perp}(T)$ ярко выражены аномалии в виде трех пиков при температурах $T = 102, 110, 120 \text{ K}$. Зависимость $\alpha_{\parallel}(T)$ существенно иная. Значения $\alpha_{\parallel}(T)$ отрицательны вплоть до 135 K, и только выше этой температуры принимают положительные значения, выходя на плато со значением $\alpha_{\parallel} \approx 12 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при $T > 200 \text{ K}$. При температурах $T = 102, 120 \text{ K}$ на зависимости $\alpha_{\parallel}(T)$ наблюдаются аномалии в виде резко выраженных провалов.

На рис. 2 приведены данные о температурном поведении теплового расширения монокристаллов TlInS_2 . Как видно, для направления слабой связи характерны большие величины $\alpha_{\perp}(T)$, а при температуре $T \sim 200 \text{ K}$ наблюдается аномалия в

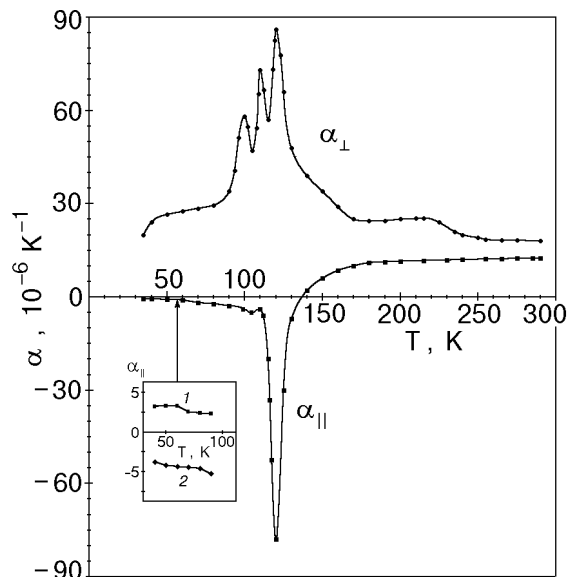


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициентов теплового расширения монокристаллов TlGaSe_2 в плоскости слоев (α_{\parallel}) и перпендикулярно им (α_{\perp}). На вставке показаны вклады в $\alpha_{\parallel}(T)$ первого (1) и второго (2) слагаемых соотношения (1).

виде резко выраженного пика с максимальным значением $\sim 150 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. В зависимости $\alpha_{\parallel}(T)$ никаких особенностей выявлено не было, температурное поведение КЛТР носит стандартный характер.

Таким образом, обобщая данные экспериментальных исследований, отметим, что общим для слоистых монокристаллов TlGaSe_2 и TlInS_2 явля-

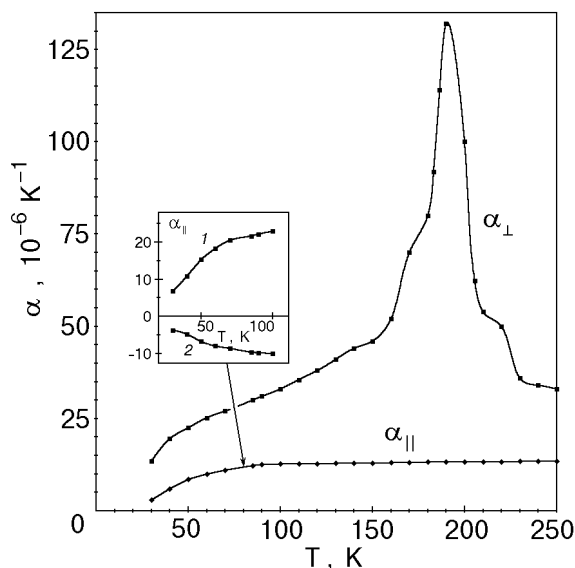


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициентов теплового расширения монокристаллов TlInS_2 в плоскости слоев (α_{\parallel}) и перпендикулярно им (α_{\perp}). На вставке показаны вклады в $\alpha_{\parallel}(T)$ первого (1) и второго (2) слагаемых соотношения (1).

ется наличие больших значений $\alpha_{\perp}(T)$ в направлении слабой связи и острых пиков в области температур фазового перехода. Существенное различие наблюдается в температурном поведении $\alpha_{\parallel}(T)$ при низких температурах (области температур фазового перехода и ниже):

1) величины КЛТР в плоскости слоев $\alpha_{\parallel}(T)$ в TlInS_2 положительны, а в TlGaSe_2 отрицательны вплоть до температуры 135 К;

2) в монокристаллах TlGaSe_2 особенности температурного поведения КЛТР в области фазовых переходов наблюдаются в обоих направлениях, в монокристаллах TlInS_2 особенности $\alpha_{\parallel}(T)$ не наблюдаются.

Для объяснения существенных различий в поведении $\alpha_{\parallel}(T)$ в этих кристаллах обратимся к известному соотношению для КЛТР в кристаллах с аксиальной симметрией [17], которое верно вдали от фазовых переходов:

$$\alpha_{\parallel} = \frac{C_V}{V} \times \left[\frac{C_{33}}{(C_{11} + C_{12})C_{33} - 2C_{13}^2} \gamma_{\parallel} - \frac{C_{13}}{(C_{11} + C_{12})C_{33} - 2C_{13}^2} \gamma_{\perp} \right], \quad (1)$$

где C_V — теплоемкость при постоянном объеме; V — молекулярный объем; C_{ik} — упругие постоянные (C_{11} , C_{12} характеризуют внутрислоевые взаимодействия, а величины C_{33} , C_{13} отражают слабую межслоевую связь); γ_{\parallel} , γ_{\perp} — средневзвешенные параметры Грюнайзена:

$$\gamma_{\parallel} = \sum \gamma_{\parallel, i} C_i / \sum C_i, \quad \gamma_{\perp} = \sum \gamma_{\perp, i} C_i / \sum C_i.$$

Здесь C_i — вклад i -й моды в теплоемкость, $\gamma_{\parallel, i} = -\partial \ln \omega_i / \partial \ln a$ — модовый параметр Грюнайзена, характеризующий изменение частот колебаний при деформации кристалла в плоскости слоя (a — параметр кристаллической ячейки в плоскости слоя), $\gamma_{\perp, i} = -\partial \ln \omega_i / \partial \ln c$ — «межслоевой» модовый параметр Грюнайзена (c — параметр кристаллической ячейки в перпендикулярном слоям направлении).

Как видно из соотношения (1), α_{\parallel} может принимать отрицательные значения в двух случаях:

1) при отрицательном первом слагаемом из-за отрицательного параметра Грюнайзена γ_{\parallel} ;

2) при положительных значениях γ_{\parallel} и доминирующей роли второго слагаемого, характеризующего так называемое «пуассоново» сжатие. В этом случае сильное расширение в направлении, перпендикулярном слоям, сопровождается боко-

вым сжатием в плоскости слоев, превосходящим собственно само расширение в плоскости слоев.

Обсудим возможности реализации обоих случаев.

На первый взгляд оценка вкладов обоих слагаемых в α_{\parallel} не представляет труда. Действительно, если известны все упругие постоянные кристалла, а также зависимости $\alpha_{\parallel}(T)$ и $\alpha_{\perp}(T)$, оценка указанных выше вкладов может быть сделана из соотношения (1) и аналогичного соотношения для α_{\perp} . Трудность, однако, заключается в отсутствии значений константы C_{13} . Мы уже подчеркивали в работе [14], в которой ультразвуковыми методами определены упругие постоянные TlGaSe_2 и TlInS_2 , что трудность определения C_{13} в слоистом кристалле связана со сложностью приготовления образцов с качественной поверхностью скола под углом к слоям, что приводит либо к отсутствию данных о величинах C_{13} , либо к сильно различающимся C_{13} в разных исследованиях. Сказанное относится ко всем без исключения слоистым кристаллам. Неверное же определение постоянной C_{13} может приводить и к неверным выводам относительно механизма появления отрицательного α_{\parallel} в слоистых кристаллах. В связи с важностью указанного фактора остановимся на нем подробнее и рассмотрим пример «классического» слоистого кристалла — графита. До сих пор в научной литературе бытует, с нашей точки зрения, ошибочное мнение о природе отрицательного α_{\parallel} в графите [18, 19], основанное на неверном значении C_{13} .

Хорошо известно, что графит является наиболее типичным и наиболее полно изученным представителем слоистых кристаллов. В графите сравнительно давно [18] экспериментально обнаружено наличие широкой области температур (вплоть до 600 К), в которой $\alpha_{\parallel}(T)$ принимает отрицательные значения. Существовавшая длительное время гипотеза [18] объясняла наличие отрицательных значений $\alpha_{\parallel}(T)$ в графите «пуассоновым» сжатием. Эта гипотеза господствовала вплоть до самого последнего времени и продолжает применяться во многих работах до сих пор. Причина заключается в том, что многие авторы используют завышенные значения упругой постоянной $C_{13} \approx 6 \cdot 10^{11}$ дин/см². Последние измерения величины C_{13} в графите [20] показали, что значение C_{13} в [18] и во многих других работах в несколько раз превышает измеренное в [20] $C_{13} = 1,5 \cdot 10^{11}$ дин/см².

Авторами настоящей статьи ранее [16] впервые было доказано, что ввиду малости величин C_{13} в графите за наличие отрицательных значений

$\alpha_{\parallel}(T)$ ответствен первый член соотношения (1), т.е. отрицательность величин $\alpha_{\parallel}(T)$ обусловлена отрицательными значениями γ_{\parallel} . Еще в 1952 году в работе Лифшица [10] было показано, что особенностью фононного спектра слоистых кристаллов является наличие так называемых «изгибных волн» — поперечных волн, распространяющихся в плоскости слоев и поляризованных перпендикулярно им. Ввиду «мембранного эффекта», свойственного изгибным волнам, а именно роста их частот при растяжении в плоскости слоев, соответствующие модовые параметры Грюнайзена оказываются отрицательными, что и может приводить к отрицательным α_{\parallel} в том случае, когда изгибные волны вносят доминирующий вклад в тепловые свойства слоистых кристаллов. Последнее возможно лишь при сильной анизотропии упругих свойств, или, точнее, при выполнении условия $C_{33}, C_{13} \ll C_{11}, C_{12}$, что, кстати говоря, справедливо далеко не для всех слоистых кристаллов.

В работах [16] показано, что теория Лифшица полностью объясняет температурное поведение α_{\parallel} и α_{\perp} в слоистых кристаллах C и BN и помогает понять поведение α_{\parallel} и α_{\perp} в слоистых кристаллах GaS, GaSe, InSe. В частности, было доказано, что отрицательные значения α_{\parallel} в графите и нитриде бора обусловлены главным образом вкладом изгибных волн. Слабая анизотропия упругих свойств GaS, GaSe, InSe по сравнению с C приводит к тому, что использование теории [10] для описания поведения $\alpha(T)$ в них становится некорректным. Тем не менее можно полагать, что акустические волны (которые, строго говоря, уже нельзя называть изгибными в случае слабой анизотропии), соответствующие направленным перпендикулярно слоям колебаниям, обладают отрицательными γ_{\parallel} и обуславливают отрицательные значения α_{\parallel} лишь в узком температурном интервале 30–50 K в GaSe по сравнению с 0–600 K в графите. Эти выводы не противоречат и выводам работы [21], в которой проведен детальный микроскопический анализ низкотемпературных особенностей КЛТР в слоистых кристаллах.

Главный вывод описанных выше исследований заключается в том, что ввиду малых значений упругой постоянной C_{13} в слоистых кристаллах и наличия в них низкочастотных колебаний с отрицательными параметрами Грюнайзена γ_{\parallel} отрицательность величины α_{\parallel} оказывается обусловленной преимущественно вкладом первого слагаемого в (1).

Мы попытались применить анализ, проведенный выше для C, BN, GaS, GaSe, InSe, к слоис-

тым кристаллам TlGaSe₂ и TlInS₂. Имеющиеся данные, как полученные нами в [14,15], так и приведенные в [8,9], не оставляют сомнений в низкой анизотропии упругих свойств кристаллов TlGaSe₂ и TlInS₂. Кроме того, если в графите слои представляют собой моноатомные плоскости, а в слоистых кристаллах GaS, GaSe, InSe слой содержит четыре моноатомные плоскости, то слои в TlGaSe₂ и TlInS₂ обладают еще более сложной, «семиэтажной» структурой. Понятно, что в таком случае «изгибные волны» в TlGaSe₂ и TlInS₂ не могут играть существенной роли в тепловых свойствах этих кристаллов. Об этом свидетельствуют и прямые измерения дисперсионных зависимостей акустических волн в TlGaSe₂ и TlInS₂ [8,9].

Если продолжить сравнительный анализ, то можно далее констатировать, что кристаллы TlGaSe₂ и TlInS₂ еще менее анизотропны, чем GaS, GaSe, InSe. Поэтому представляется разумным предположить, что отрицательное тепловое расширение в плоскости слоев в TlGaSe₂ и TlInS₂ может вообще отсутствовать. В этом смысле поведение КЛТР в TlInS₂ представляется вполне понятным, а отрицательные значения α_{\parallel} в достаточно широкой области температур в TlGaSe₂ (вне области фазового перехода) нуждаются в специальном объяснении. На рис. 3 приведены температурные зависимости параметров Грюнайзена γ_{\parallel} и γ_{\perp} для TlGaSe₂ и TlInS₂, вычисленные при значениях упругой постоянной $C_{13} = 1,5 \cdot 10^{11}$ дин/см², характерной практически для всех упомянутых выше слоистых кристал-

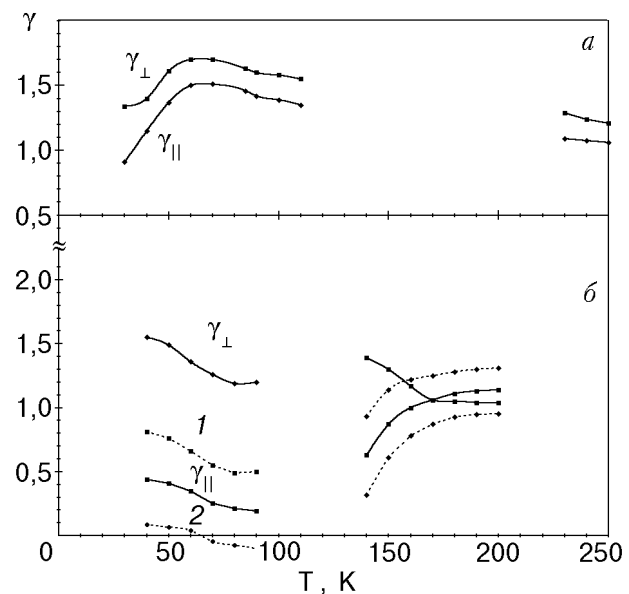


Рис. 3. Температурные зависимости параметров Грюнайзена γ_{\parallel} и γ_{\perp} для TlInS₂ (а) и TlGaSe₂ (б), вычисленные при значениях упругой постоянной $C_{13} = 1,5 \cdot 10^{11}$ дин/см². Пунктирные линии соответствуют расчетам $\gamma_{\parallel}(T)$ для TlGaSe₂ при $C_{13} = 2,5 \cdot 10^{11}$ дин/см² (1) и $0,5 \cdot 10^{11}$ дин/см² (2).

лов [16]. Кроме того, на рис. 3 показаны (пунктирными линиями) зависимости $\gamma_{\parallel}(T)$ для TlGaSe_2 , вычисленные при двух других значениях C_{13} . Зависимости $\gamma_{\perp}(T)$ практически мало изменяются при изменении C_{13} .

Из рис. 3 очевидна разница в поведении параметров Грюнайзена двух кристаллов вне области фазовых переходов. Анализ, основанный на данных рис. 3, позволяет сделать следующие выводы:

1. Зависимости $\gamma_{\parallel}(T)$ и $\gamma_{\perp}(T)$ в TlGaSe_2 аналогичны зависимостям, характерным для кристаллов GaS , GaSe , InSe , а также для других неслоистых анизотропных кристаллов [22], в которых поведение γ_{\parallel} имеет характерный спад с понижением температуры, приводящий к тому, что при низких температурах выполняется соотношение $|\gamma_{\parallel}| \ll |\gamma_{\perp}|$. Описанные особенности в TlInS_2 отсутствуют.

2. При значениях C_{13} , свойственных большинству слоистых кристаллов, в TlGaSe_2 отрицательный КЛТР α_{\parallel} оказывается обусловленным вкладом «пуассонова» сжатия (см. также вставку на рис. 1) и его роль растет с увеличением C_{13} .

3. Учитывая пункты 1 и 2, можно понять, почему в отличие от слоистых кристаллов GaS , GaSe , InSe , в которых α_{\parallel} отрицательно лишь в узком интервале температур, α_{\parallel} в TlGaSe_2 отрицательно в более широкой области температур. Объяснить эту разницу в поведении α_{\parallel} можно, лишь учитывая, что природа отрицательности α_{\parallel} в этих кристаллах различна: в GaS , GaSe , InSe α_{\parallel} отрицательно в основном из-за отрицательности параметра γ_{\parallel} в узком температурном интервале, а в TlGaSe_2 — из-за преобладающей роли «пуассонова» сжатия.

Итак, главной причиной, приводящей к различному поведению α_{\parallel} в TlGaSe_2 и TlInS_2 , может быть различная степень их анизотропии. Об этом свидетельствуют и значения их упругих констант, определенные в [14,15]. Отметим ещё одно отличие TlGaSe_2 от TlInS_2 , которое впервые наблюдалось нами в [15]: с понижением температуры от комнатной и при приближении к точке фазового перехода упругая постоянная C_{13} практически не менялась в TlInS_2 и весьма существенно увеличивалась в TlGaSe_2 . Этот вывод был основан на измерении C_{11} , C_{33} (определенных из ультразвуковых экспериментов) и $C_{11} - (C_{13}^2/C_{33})$ (эксперименты по резонансным колебаниям консольно закрепленных пластинок, приготовленных из слоистых кристаллов). Подчеркнем, что в указанных экспериментах с высокой точностью регистрировалось лишь относительное изменение упругой

константы C_{13} . Поэтому, к сожалению, мы не смогли воспользоваться абсолютными величинами C_{13} .

Таким образом, величина C_{13} в области температур, где α_{\parallel} отрицательно, в TlGaSe_2 может быть заметно выше того значения C_{13} , которое было использовано выше в расчетах параметров Грюнайзена. В этом случае роль «пуассонова» сжатия в TlGaSe_2 еще более возрастет. Кстати говоря, относительно большая величина C_{13} может объяснить и корреляцию в поведении α_{\parallel} и α_{\perp} в точке фазовых переходов в TlGaSe_2 и ее отсутствие в TlInS_2 .

Заключение

Экспериментальные исследования теплового расширения слоистых кристаллов C , BN , GaS , GaSe , InSe , а также приведенные в настоящей работе результаты исследований TlGaSe_2 и TlInS_2 выявили наличие характерной особенности — α_{\parallel} может принимать отрицательные значения. Область температур, в которых α_{\parallel} отрицательно, изменяется от 0–600 К в C до 30–50 К в GaS , GaSe , InSe . При попытке установления механизма отрицательного α_{\parallel} в слоистых кристаллах оказывается, что в каждом конкретном случае возникает необходимость точного определения величин двух вкладов: собственно сжатия самого слоя и «пуассонова» сжатия слоя в результате сильного расширения в направлении, перпендикулярном слоям. Оценка вклада второго слагаемого затрудняется из-за трудности определения постоянной C_{13} , что может приводить к ошибочным выводам о природе отрицательного α_{\parallel} , как это было с графитом.

Анализ показывает, что в слоистых кристаллах C , BN , GaS , GaSe , InSe отрицательное α_{\parallel} обусловлено в основном первым слагаемым, а в случае TlGaSe_2 отрицательность α_{\parallel} может в существенной степени определяться «пуассоновым» сжатием.

Различное поведение теплового расширения в TlGaSe_2 и TlInS_2 объясняется, с одной стороны, разной степенью их анизотропии, а с другой — большей величиной упругой постоянной C_{13} в TlGaSe_2 по сравнению с TlInS_2 .

1. А. А. Волков, Ю. Г. Гончаров, Г. В. Козлов, К. Р. Аллахвердиев, Р. М. Сардарлы, *ФТТ* **25**, 3583 (1983).
2. А. А. Волков, Ю. Г. Гончаров, Г. В. Козлов, С. П. Лебедев, А. М. Прохоров, Р. А. Алиев, К. Р. Аллахвердиев, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 517 (1983).
3. Р. А. Алиев, К. Р. Аллахвердиев, А. Н. Баранов, Н. Р. Иванов, Р. М. Сардарлы, *ФТТ* **26**, 1274 (1984).

4. К. Р. Аллахвердиев, Н. А. Бахышов, Т. Г. Мамедов, А. И. Наджафов, *ФТТ* **28**, 2243 (1986); К. Р. Аллахвердиев, С. С. Гусейнов, Т. Г. Мамедов, М. М. Тагнев, М. М. Ширинов, *Известия АН СССР, Георг. мат.* **25**, 1858 (1989).
5. К. К. Mamedov, A. M. Abdullaev, and E. M. Kerimova, *Phys. Status Solidi* **A94**, 115 (1986); С. Г. Абдуллаева, А. М. Абдуллаев, К. К. Мамедов, Н. Т. Мамедов, *ФТТ* **26**, 618 (1984).
6. Н. А. Абдуллаев, К. Р. Аллахвердиев, Г. Л. Беленький, Т. Г. Мамедов, Р. А. Сулейманов, Я. Н. Шарифов, *Докл. АН Азерб. ССР* **41**, 21 (1985).
7. N. A. Abdullaev, K. R. Allakhverdiev, G. L. Belenkii, T. G. Mamedov, R. A. Suleimanov, and Ya. N. Sharifov, *Solid State Commun.* **53**, 601 (1985).
8. С. Б. Вахрушев, Б. Е. Квятковский, Н. М. Окунева, К. Р. Аллахвердиев, Р. М. Сардарлы, *Препринт № 81 ФТИ им. А. Ф. Иоффе*, Ленинград (1984).
9. С. Б. Вахрушев, В. В. Жданова, Б. Е. Квятковский, Н. М. Окунева, К. Р. Аллахвердиев, Р. А. Алиев, Р. М. Сардарлы, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 245 (1984).
10. И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **22**, 475 (1952).
11. Б. С. Кульбушев, С. М. Зайцев, А. У. Мальсагов, *Изв. АН СССР. Георг. мат.* **23**, 511 (1987).
12. H. D. Hochheimer, E. Gmelin, W. Bauhofer, Ch. von Schnering-Schwarz, G. G. von Schnering, J. Ihringer, and W. Arpek, *Z. Phys.* **B73**, 257 (1988).
13. О. Б. Плющ, А. У. Шелег, *Кристаллография* **44**, 873 (1999).
14. Ю. В. Илизавский, В. М. Стернин, Р. А. Сулейманов, Ф. М. Салаев, М. Ю. Сеидов, *ФТТ* **33**, 104 (1991); К. Р. Аллахвердиев, Ю. В. Илизавский, Т. Г. Мамедов, М. К. Нейманзаде, В. М. Стернин, Р. А. Сулейманов, М. Ю. Сеидов, *Препринт № 282 ИФАН Азерб.*, Баку (1988).
15. Р. А. Сулейманов, М. Ю. Сеидов, Ф. М. Салаев, *ФТТ* **33**, 1797 (1991).
16. Г. Л. Беленький, Р. А. Сулейманов, Н. А. Абдуллаев, В. Я. Штейншрайбер, *ФТТ* **26**, 3560 (1984); R. A. Suleimanov and N. A. Abdullaev, *Carbon* **31**, 1011 (1993).
17. T. H. K. Barron, I. C. Collins, and G. K. White, *Adv. Phys.* **29**, 609 (1980).
18. I. B. Nelson and D. P. Riley, *Proc. Phys. Soc.* **57**, 477 (1945).
19. B. T. Kelly, *Philos. Mag.* **32**, 859 (1975).
20. O. L. Blakslee, D. C. Proctor, E. J. Seldin, G. B. Spence, and T. Weng, *J. Appl. Phys.* **41**, 3373 (1970).
21. С. Б. Феодосьев, Е. С. Сыркин, И. А. Господарёв, В. П. Попов, А. А. Гурскас, Н. М. Нестеренко, *ФТТ* **31**, 186 (1989).
22. С. И. Новикова, *Тепловое расширение твёрдых тел*, Москва (1974).

Thermal expansion of TlGaSe_2 and TlInS_2 layered crystals

N. A. Abdullayev, T. G. Mammadov,
and R. A. Suleymanov

Thermal expansion of the TlGaSe_2 and TlInS_2 layered crystals in the directions parallel and perpendicular to the layer plane is measured in the 20–300 K temperature region. The peculiarities of thermal expansion are discussed by using the available data on the elastic properties of TlGaSe_2 and TlInS_2 . It is shown that the difference in the thermal expansion behavior in the layer plane $\alpha_{\parallel}(T)$ in TlGaSe_2 and TlInS_2 are due to the different values of anisotropy and of «interlayer» elastic constant C_{13} in these crystals.