

УДК 536.913

©1995

КИНЕТИКА АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В ВИРТУАЛЬНОМ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ KTaO_3

В.Д.Казан, А.В.Суслов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 16 января 1995 г.)

Изучалось влияние внешнего электрического поля на распространение неравновесных акустических фононов (тепловых импульсов) в виртуальном сегнетоэлектрике KTaO_3 при температуре 3.4 К. Диффузионный характер распространения неравновесных фононов в этом кристалле согласуется с данными о величине теплопроводности и теплоемкости. Уменьшение времени прихода максимума фонной неравновесности и увеличение амплитуды сигнала во внешнем электрическом поле ($\sim 15\text{--}20\%$ при 20 kV/cm) количественно совпадают с уменьшением теплоемкости (и температуропроводности). Показано, что при гелиевых температурах тепловые свойства танталата калия определяются акустической фонной системой. Обсуждается механизм влияния электрического поля на тепловые свойства танталата калия в этой области температур. Предполагается, что изменение в электрическом поле указанных выше величин обусловлено увеличением жесткости кристаллической решетки и, следовательно, увеличением скорости акустических фононов под действием наведенной полем поляризации.

Танталат калия является виртуальным сегнетоэлектриком со структурой перовскита. При понижении температуры этого кристалла (от комнатной) проявляются свойства, характерные для сегнетоэлектриков: во-первых, происходит увеличение его диэлектрической проницаемости в соответствии с законом Кюри–Вейсса в широкой области температур 30–300 К; во-вторых, наблюдается смягчение одной из оптических мод — поперечной моды, распространяющейся вдоль направления (100) [1]. Соотношение между величиной диэлектрической проницаемости и частотой мягкой моды подчиняется закону Лиддейна–Сакса–Тейлера.

В классических сегнетоэлектриках при температуре перехода наблюдается максимум диэлектрической проницаемости, а частота мягкой оптической моды убывает до нуля [1]. В танталате калия диэлектрическая проницаемость достигает величины $4 \cdot 10^3$ и не уменьшается вплоть до самых низких температур, а частота мягкой моды стабилизируется при температуре около 20 К и составляет $\sim 4 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ (см., например, [2]). Такие свойства танталата калия указывают на приближение к сегнетоэлектрическому переходу при понижении температуры и наряду с этим на отсутствие перехода при достижимых температурах. Именно поэтому данный сегнетоэлектрик называют виртуальным или потенциальным, подчеркивая тем самым, что температура сегнетоэлектрического перехода в этом кристалле ниже нуля по шкале Кельвина.

Необычное поведение фононной системы оказывает влияние на свойства танталата калия в области низких температур. Например, в [3] наблюдался максимум поглощения продольных ультразвуковых волн вблизи 20 К, обусловленный релаксационным взаимодействием ультразвука с фононами мягкой моды. Измерения теплоемкости c [4,5] демонстрируют наличие максимума на температурной зависимости величины c/T^3 в окрестности 10 К в отличие от дебаевской модели, которая предсказывает $c = aT^3$.

Свойства классических сегнетоэлектриков вблизи перехода сильно изменяются при приложении электрического поля, так как диэлектрическая восприимчивость в этой области температур велика и относительно слабые электрические поля индуцируют большую поляризацию. И в танталате калия при низких температурах, т.е. вблизи виртуального сегнетоэлектрического перехода, под воздействием внешнего электрического поля уменьшается диэлектрическая проницаемость и увеличивается частота мягкой оптической моды [1]. Кроме того, в электрическом поле наблюдается уменьшение теплоемкости этого материала [6].

Известно, что диэлектрические свойства танталата калия во многом аналогичны свойствам другого виртуального сегнетоэлектрика — титаната стронция [1], и между тепловыми свойствами этих материалов есть много общего. Так, в работах [7,8] мы показали, что распространение тепловых импульсов в обоих кристаллах происходит в диффузионном режиме, т.е. характеризуется величиной температуропроводности $\chi = K/c$ (K — теплопроводность кристалла), а из [6] следует, что теплоемкость этих материалов меняется в электрическом поле примерно одинаково. В то же время наблюдается существенное различие в температурной зависимости теплопроводности SrTiO_3 и KTaO_3 [9] и во влиянии электрического поля на теплопроводность. Теплопроводность титаната стронция очень сильно возрастает (~ 2.5 раза при 3 К) под действием электрического поля, а в номинально чистом танталате калия такого эффекта не наблюдалось [9]. Ранее мы наблюдали сильное изменение характера распространения тепловых импульсов в SrTiO_3 во внешнем электрическом поле [8].

Цель данной работы — исследование влияния электрического поля на распространение тепловых импульсов в танталате калия.

1. Эксперимент

Высокочастотные неравновесные акустические фононы инжектировались в образец методом тепловых импульсов из нагреваемой импульсом тока золотой пленки, напыленной на поверхность образца. Детектором служил индиевый сверхпроводящий болометр, напыленный на противоположную грань образца. Описание условий эксперимента и установки, использованной нами для генерации и детектирования тепловых импульсов, приведено в [7]. Для изучения влияния внешнего электрического поля на распространение неравновесных фононов установка была несколько модернизирована. Чтобы электрически отделить цепи, находящиеся под высоким напряжением, от сигнальных

цепей, награвевающий импульс подавался на первичную обмотку импульсного трансформатора. Ко вторичной обмотке трансформатора был присоединен инжектор фононов, находящийся под высоким относительно «земли» напряжением. Детектор фононов одним из выводов был соединен непосредственно с «землей». Таким образом, постоянное напряжение прикладывалось между инжектором и детектором фононов: детектор фононов служил низкопотенциальным электродом, а инжектор — высокопотенциальным.

Длина исследованных в настоящей работе образцов составляла 0.5–1.8 мм, что при использовании напряжения 1 кВ позволяло получить напряженность электрического поля до 20 кВ/см. Все образцы были вырезаны вдоль кристаллографического направления (100).

Как и в [7], эксперименты проводились в режиме «теплого» генератора: температура генератора фононов незначительно превышала температуру гелиевого термостата — 3.4 К. При таких условиях распространение фононов в таяталате калия происходит в диффузионном режиме и сигнал болометра имеет характерный колоколообразный вид [7]. Время прихода максимума фононной неравновесности на детектор фонона определяется формулой

$$t_{\max} = X \frac{c\rho}{K} L^2, \quad (1)$$

где ρ , L — плотность и длина образца соответственно, K , c — теплопроводность и теплоемкость акустической фононной системы. Численный коэффициент X в (1) зависит, во-первых, от граничных условий, во-вторых, от соотношения между длиной образца и размерами генератора и детектора [8].

При приложении электрического поля наблюдались уменьшение времени прихода максимума фононной неравновесности t_{\max} и увеличение амплитуды сигнала A_{\max} . Изменение сигнала не зависело от полярности приложенного к образцу напряжения. Как и ранее [8], мы вычисляли относительные изменения t_{\max} и A_{\max} под действием электрического поля: $\delta t_{\max} = (t_{\max}^E - t_{\max}^0)/t_{\max}^0$ и $\delta A_{\max} = (A_{\max}^E - A_{\max}^0)/A_{\max}^0$.

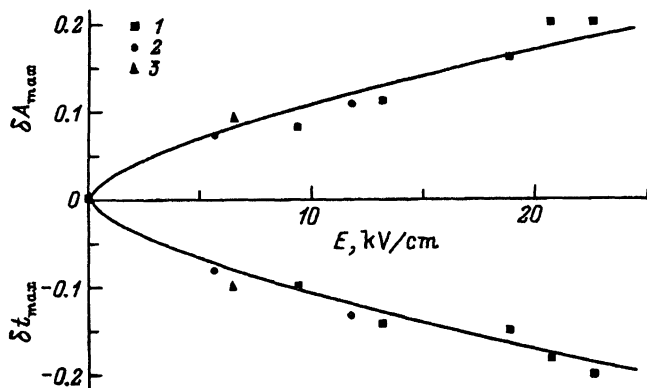


Рис. 1. Зависимость относительного изменения времени прихода максимума фононной неравновесности δt_{\max} и амплитуды сигнала болометра δA_{\max} от электрического поля E при распространении тепловых импульсов в KTaO_3 (100), $T = 3.4$ К, в образцах различной длины.
 L (мм): 1 — 0.5, 2 — 0.9, 3 — 1.8.

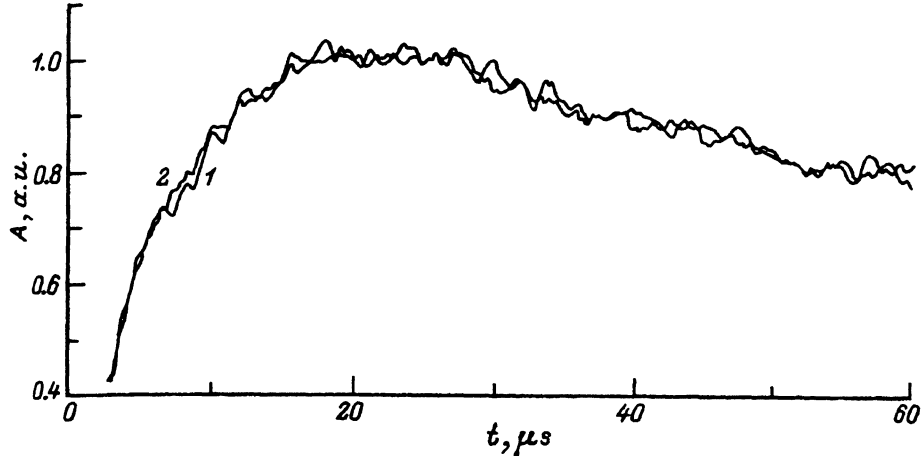


Рис. 2. Зависимость величины сигнала болометра A от времени t при распространении тепловых импульсов в $\text{KTaO}_3:\text{Li}$ (100), $T = 3.4 \text{ K}$, $L = 0.5 \text{ mm}$. E (kV/cm): 1 — 0, 2 — 20.

где индексы 0 и E обозначают величины в нулевом электрическом поле и в поле напряженностью E соответственно. На рис. 1 представлены зависимости этих величин от напряженности электрического поля для различных образцов. Видно, что длина образца не влияет на относительное изменение t_{max} и A_{max} в поле.

Из приведенных графиков видно, что относительные изменения t_{max} и A_{max} примерно равны между собой по величине. Изменения этих величин ($\sim 15\% - 20\%$ при 20 kV/cm) незначительно превышали погрешность измерений ($\sim 10\%$). Регрессионный анализ показал, что $|\delta t_{\text{max}}| \sim E^{0.7 \pm 0.1}$ и $|\delta A_{\text{max}}| \sim E^{0.6 \pm 0.1}$.

Кроме того, мы исследовали распространение неравновесных фононов в танталате калия, легированном литием ($\sim 5\%$), и получили, что t_{max} в легированных образцах в пределах погрешности измерений совпадает с t_{max} в номинально чистом танталате калия. Изменения величины t_{max} и амплитуды сигнала в легированном материале под действием электрического поля мы не смогли зафиксировать в экспериментах (рис. 2).

2. Обсуждение результатов

В изучаемом кристалле время прихода максимума фоновой неравновесности определяется отношением теплоемкости материала к его теплопроводности (1), поэтому необходимо остановиться на имеющихся литературных данных об этих физических величинах. В цитируемых ниже работах измерения проводились в широком интервале температур, авторы в основном интересовались влиянием фононов мягкой моды на свойства танталата калия. При гелиевых температурах частота конденсации мягкой моды достаточно велика ($\Omega = 4 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$) [2] и оптические фононы не возбуждены

$$N = \frac{1}{e^{\hbar\Omega/kT} - 1} \simeq e^{-\hbar\Omega/kT} \ll 1. \quad (2)$$

Таким образом, в этой области температуры тепловые свойства танталата калия определяются акустическими фононами, и именно с этой точки зрения мы рассмотрим далее все экспериментальные результаты.

1) **Теплоемкость.** Согласно [5], при низких температурах (до 2 К) величина теплоемкости согласуется с вычисленной по теории Дебая, т.е. обусловлена только акустическими фононными ветвями. Вблизи 10 К на температурной зависимости величины c/T^3 наблюдается максимум, который пытались объяснить дополнительным вкладом фононов мягкой оптической моды в теплоемкость [4]. Действительно, можно представить теплоемкость c в виде $c = c_{ac} + c_{opt}$, где c_{ac} и c_{opt} — вклад в теплоемкость от акустических фононных ветвей и мягкой оптической ветви соответственно (при низких температурах вкладом от остальных оптических ветвей пренебрегают, так как фононы этих ветвей заведомо не возбуждены). Согласно модели Дебая, $c_{ac} = aT^3$. Величину a можно вычислить, зная упругие свойства $KTaO_3$: $a = 2.2 \cdot 10^{-7} \text{ J/g} \cdot \text{K}^4$ [5]. Вклад фононов мягкой моды рассматривают, используя либо модель Эйнштейна [5], либо «модель параболической дисперсии» $\omega_q = \Omega + \beta q^2$ [3]. Используя параболическую модель и обычную формулу для теплоемкости

$$c_i = \frac{1}{k_B T^2} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} (\hbar \omega_q^i)^2 \frac{\exp(\hbar \omega_q^i / k_B T)}{(\exp(\hbar \omega_q^i / k_B T) - 1)^2}, \quad (3)$$

где i относится к фононной моде, легко получить

$$c_{opt} = \frac{b}{\sqrt{T}} \exp(-\hbar \Omega / k_B T), \quad b = \frac{\Omega^2}{8\rho} \sqrt{\frac{\hbar k_B}{\pi^3 \beta^3}}. \quad (4)$$

Предложенная модель является достаточно грубой по нескольким причинам: во-первых, не учитывается то, что фононы мягкой оптической моды взаимодействуют с акустическими; во-вторых, считается, что частота мягкой моды изотропна, хотя в действительности смягчение этой моды происходит только для $\mathbf{q} \parallel (100)$ [2]. Но для качественных оценок мы воспользуемся формулой (4) и получим

$$\frac{c}{T^3} = a + \frac{b}{T^{7/2}} \exp(-\hbar \Omega / k_B T). \quad (5)$$

Отсюда видно, что функция c/T^3 имеет максимум при $T_{\max} = 2\hbar \Omega / 7k_B$, и, используя известную для танталата калия величину частоты конденсации мягкой моды $\hbar \Omega / k_B = 36 \text{ K}$ [2], получим $T_{\max} = 10 \text{ K}$, что неожиданно хорошо совпадает с данными [4,5]. К сожалению, подстановка величины β , полученной, например, из экспериментов по рассеянию нейтронов на фононах мягкой моды [2], дает коэффициент b в формулах (4,5), равный $4.8 \cdot 10^{-4} \text{ J/g} \cdot \text{K}^{1/2}$, тогда как из экспериментальных результатов по измерению теплоемкости [4,5] следует, что его величина должна быть существенно больше ($\sim 0.1 \text{ J/g} \cdot \text{K}^{1/2}$). Таким образом, предложенная модель не объясняет появления максимума функции c/T^3 , так как $aT^3 \gg c_{opt}$ и $c = c_{ac}$. Кроме того, обратим внимание

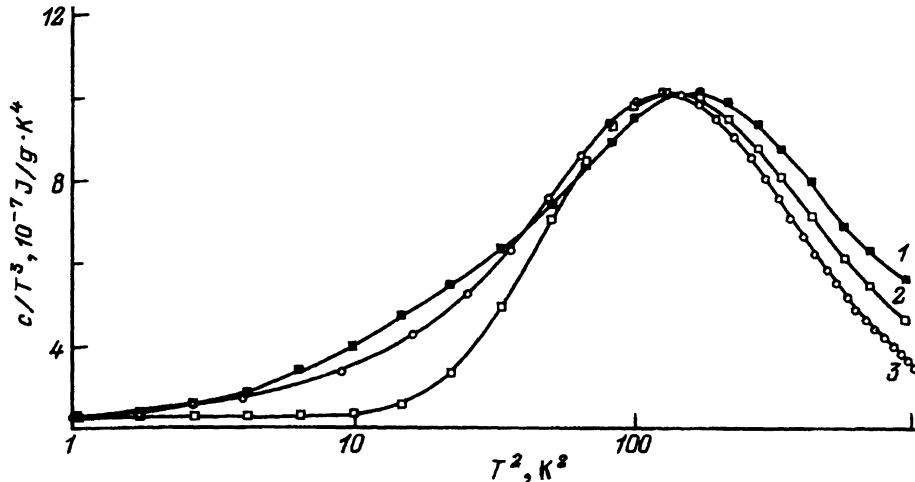


Рис. 3. Зависимость величины c/T^3 от T^2 : 1 — экспериментальные данные [5], 2 — расчет по формуле (4), $b = 0.1 \text{ J/g} \cdot \text{K}^{1/2}$, 3 — численные расчеты по формуле (3).

на то, что даже при использовании $b = 0.1 \text{ J/g} \cdot \text{K}^{1/2}$ (рис. 3) мы получим максимум резче наблюдаемого экспериментально, т.е. не сможем объяснить плавный рост функции c/T^3 в области температур 2–10 К.

Можно предположить, что использование параболической модели приводит к слишком быстрому увеличению частоты мягкой моды при больших q . Поэтому мы оценили вклад в теплоемкость от различных фоновых мод численно, выполнив интерполяцию дисперсионных кривых ω_q^i [2,10] полиномами и вычислив интеграл (3). Такие расчеты для оптической моды также показывают, что $c_{\text{opt}} \ll aT^3$ вплоть до 20 К, поэтому $c = c_{\text{ac}}$.

Как известно, выражение $c_{\text{ac}} = aT^3$ получено Дебаем в предположении, что частота акустических фононов линейно зависит от величины волнового вектора. В то же время в танталате калия дисперсионная зависимость поперечной акустической моды, распространяющейся в направлении (100), нелинейна [2]. Используя интерполяцию полиномами, мы провели численные расчеты величины c_{ac} и получили, что вклад в теплоемкость от поперечной акустической моды также дает максимум функции c/T^3 вблизи 10 К, который связан именно с сильным отличием спектра этой моды от линейного (в направлении (100)). Величина этого максимума $\sim 4 \cdot 10^{-6} \text{ J/g} \cdot \text{K}^4$, т.е. больше наблюдаемого экспериментально. Наша оценка и должна быть завышена, так как опять не учитывалась анизотропия частоты, т.е. мы считали, что спектр рассматриваемой моды нелинеен при любом направлении волнового вектора, а не только при $\mathbf{q} \parallel (100)$. Кривая 3 на рис. 3 иллюстрирует эти расчеты, причем кривая нормирована так, чтобы ее максимум совпадал с экспериментально полученным в [5]. При этом рост функции c/T^3 (при $T = 2\text{--}10 \text{ К}$) оказывается гораздо более плавным, чем в случае рассмотрения мягкой моды. Проведенные расчеты позволяют предположить, что аномальное отклонение теплоемкости танталата

калия от дебаевского закона вблизи 10 К можно объяснить без привлечения фононов мягкой моды сильной дисперсией поперечных акустических фононов [2], что является спецификой решетки данного кристалла. Для подтверждения этой гипотезы необходимы аккуратные расчеты, которые мы не могли провести из-за отсутствия подробных данных об анизотропии фононных мод.

Во всяком случае эти оценки показывают, что при температурах нашего эксперимента вклад в теплоемкость от всех оптических ветвей пренебрежимо мал и при расчете t_{\max} можно использовать экспериментально полученную в [5] величину c .

2) Теплопроводность. Рассмотрим теперь данные работ [9,11], в которых измерялась теплопроводность танталата калия в широком интервале температур. Необходимо отметить, что максимум теплопроводности наблюдается при довольно высоких температурах (~ 50 К). Обычно в диэлектрических кристаллах теплопроводность достигает максимума, когда длина свободного пробега акустических фононов l становится сравнимой с поперечными размерами образца d . Левее максимума теплопроводности $l > d$, и фононы распространяются внутри образца в казимировском режиме (без рассеяния). Правее максимума $l \ll d$, и в процессе распространения через образец фононы испытывают многократные столкновения. Если бы в танталате калия ситуация была аналогичной обычным диэлектрикам, в наших экспериментах наблюдалось бы баллистическое распространение неравновесных акустических фононов, так как область рабочих температур находилась гораздо левее максимума теплопроводности.

Обратим теперь внимание на особенность в поведении теплопроводности в области 3 К, имеющую характер локального максимума. Наличие этой особенности и низкая величина теплопроводности танталата калия несомненно указывают на наличие сильного рассеяния акустических фононов внутри образца (механизм рассеяния непонятен и обсуждается в литературе [11]). В условиях рассеяния фононы не распространяются баллистически, и наблюдаемая нами диффузия тепловых импульсов вблизи вполне объяснима.

Упрощенное кинетическое выражение для теплопроводности

$$K = v^2 c t / 3 \quad (6)$$

позволяет получить оценку времени релаксации фононной системы (в нашем случае для акустических фононов) $\tau \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ при 4.2 К.

Полученная нами величина τ на порядок больше приведенной в [3], где измерялось поглощение ультразвука в танталате калия. Отметим, что и автор [3] обращал внимание на несовпадение оценок для τ , полученных из измерений теплопроводности и из ультразвуковых измерений.

3) Тепловые импульсы. Даже при величине $\tau \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ длина свободного пробега акустических фононов в танталате калия при гелиевых температурах составляет ~ 0.02 мм и много меньше размеров использованных нами образцов. Это подтверждает сделанный в [7] вывод о диффузионном характере распространения тепловых импульсов.

Используя величины теплопроводности и теплоемкости, можно по формуле (1) вычислить время прихода максимума фоновой неравномерности. Для образцов длиной 0.5 mm, в которых был реализован режим одномерной диффузии, t_{\max} оказывается равным 15 μs . В эксперименте мы получили $t_{\max} = 20 \mu\text{s}$, что, на наш взгляд, согласуется с результатами расчетов.

Различные свойства танталата калия, в том числе величины теплоемкости и теплопроводности, сильно зависят от наличия примесей (особенно от примесей Li, Nb) [11,12], что затрудняет сравнение результатов, полученных разными авторами на разных образцах. Возможно, именно с этим связано численное различие между полученными нами экспериментально и вычисленными t_{\max} .

Рассмотрим теперь вопрос о влиянии электрического поля на тепловые свойства танталата калия при гелиевых температурах, когда оптические фононы не возбуждены. В [8] мы рассмотрели обычную для сегнетоэлектрика модель взаимодействующих акустической и оптической ветвей, учитывая в гамильтониане ангармонические члены не только третьего, но и четвертого порядка.

Член третьего порядка соответствует обычно рассматриваемому в такой модели стрикционному взаимодействию, а член четвертого порядка — биквадратному взаимодействию, которым обычно пренебрегают. Известно, что взаимодействие между ветвями приводит к изменению скорости акустических фононов. При этом не имеет значения возбуждены ли реально фононы оптической моды. Изменение скорости описывается выражением

$$(v^E)^2 - (v^0)^2 = \gamma \frac{P^2}{\rho} - 8Q^2 \frac{z^2 e^2 P^2}{\rho^2 V_a^2 \Omega^2}. \quad (7)$$

Здесь Q — известная константа электрострикции, z — разряд ионов подрешетки, e — заряд электронов, V_a — объем элементарной ячейки кристалла, ρ — плотность материала, γ — константа биквадратного взаимодействия между поляризацией и деформацией в акустической волне, P — наведенная электрическим полем поляризация.

Из (7) видно, что стрикционное взаимодействие стремится уменьшить скорость акустических фононов (второе слагаемое), а биквадратное взаимодействие стремится ее увеличить. Результирующее изменение скорости зависит от соотношения между параметрами материала, т.е. от того, какое взаимодействие является доминирующим. Заметим, что, так как частота оптических фононов пропорциональна квадрату наведенной полем поляризации, в сильных электрических полях должно преобладать биквадратное взаимодействие, т.е. скорость акустических фононов должна увеличиваться.

Используя (3,7), получим, что увеличение скорости v акустической волны во внешнем электрическом поле (а значит, и частоты $\omega_q = vq$) приведет к уменьшению теплоемкости кристалла под действием поляризации. Для малого относительного изменения теплоемкости получается

$$\delta c = -\frac{3}{2} \left(\frac{\gamma P^2}{\rho (v^0)^2} - 8Q^2 \frac{z^2 e^2 P^2}{\rho^2 V_a^2 \Omega^2 (v^0)^2} \right). \quad (8)$$

В связи с вышесказанным необходимо остановиться на результатах работы [6], в которой наблюдалось примерно десятипроцентное уменьшение теплоемкости танталата калия при приложении электрического поля около 20 кВ/см. При температуре около 5 К уменьшение теплоемкости из-за увеличения частоты оптических фононов [6] мы считаем несущественным в связи с отсутствием фононов мягкой моды (2). Мы связываем уменьшение теплоемкости танталата калия в электрическом поле с увеличением скорости акустических фононов согласно формулам (7), (8).

Экспериментальные исследования [9] показали, что электрическое поле не изменяет величины теплопроводности в номинально чистом танталате калия в пределах погрешности эксперимента. Из формул (6)–(8) видно, что, если τ не зависит от электрического поля, относительное изменение теплопроводности должно быть в 3 раза меньше относительного изменения теплоемкости ($\delta K \sim \delta v$), что составляет $\sim 3\%$ при 20 кВ/см. Такие изменения трудно зафиксировать экспериментально. Кроме того, можно предположить, что изменение скорости акустических фононов приводит к изменению τ . Тогда увеличение τ в электрическом поле может дополнительно уменьшить изменение теплопроводности. К сожалению, обусловленную механизмом релаксации акустических фононов зависимость τ от электрического поля определить сложно.

Относительное изменение времени прихода максимума фоновой неравновесности в электрическом поле определяется формулой (1)

$$\delta t_{\max} = \delta c - \delta K. \quad (9)$$

В танталате калия $\delta K \cong 0$, следовательно, $\delta t_{\max} \cong \delta c$. Мы получили $\delta t_{\max} = 10\text{--}15\%$ в полях 20 кВ/см, что согласуется с данными [6] ($\delta c \cong 10\%$). Небольшое численное различие, видимо, связано с отличием наших образцов от образцов, использованных в [6].

Поскольку теплопроводность танталата калия в электрическом поле не изменяется, из выражений, полученных в [8], следует $|\delta A_{\max}| = |\delta t_{\max}|$, что мы и наблюдали в экспериментах.

Известно, что в феноменологической теории сегнетоэлектриков электрическое поле E связано с поляризацией P соотношением $E = AP + BP^3$, где A и B — численные коэффициенты. В сильных электрических полях $P \sim E^{1/3}$, и из формул (8), (9) следует $|\delta A_{\max}| \sim |\delta t_{\max}| \sim E^{2/3}$. Как указывалось выше, наблюдаемая нами зависимость близка к $E^{2/3}$.

О результатах, полученных нами при исследовании танталата калия, легированного литием, можно сказать следующее. Известно, что теплопроводность [11] и теплоемкость [12] танталата калия сильно уменьшаются при наличии примеси лития. Видимо, изменяются они таким образом, что температуропроводность материала с пятью процентами примеси лития близка по величине к температуропроводности номинально чистого танталата калия. Поэтому мы и не смогли зафиксировать отличие между t_{\max} в нелегированных образцах и в образцах с литием.

В легированном литием танталате калия наблюдается сегнетоэлектрический переход ($T_c \cong 70$ К при концентрации $Li \cong 5\%$) [13], поэтому при гелиевых температурах диэлектрическая проницаемость этого кристалла мала, и для изменения его свойств напряженность электрического поля должна значительно превышать использованные нами величины.

Таким образом, в работе показано, что: 1) при гелиевых температурах тепловые свойства танталата калия определяются только акустическими фононами (без привлечения фононов мягкой оптической моды); 2) диффузионный характер распространения неравновесных акустических фононов указывает на наличие сильного рассеяния внутри образца, что согласуется с поведением теплопроводности при гелиевых температурах, но механизм этого рассеяния непонятен; 3) наблюдавшееся уменьшение времени прихода максимума фоновой неравновесности и увеличение амплитуды сигнала во внешнем электрическом поле количественно согласуются с данными об уменьшении теплоемкости; 4) показано, что изменение тепловых свойств $KTaO_3$ в электрическом поле можно объяснить увеличением скорости акустических фононов из-за возрастания жесткости кристаллической решетки под действием наведенной полем поляризации.

Авторы благодарны П.П. Сырникову за выращенные кристаллы танталата калия.

Авторы благодарят В.А. Трепакова за предоставленные образцы $KTaO_3$ и И.Л. Дричко за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные материалы. М. (1981). 736 с.
- [2] Axe J.D., Nagata J., Shirane G. Phys. Rev. **B1**, 3, 1227 (1970).
- [3] Баррет Г. Физическая акустика. М. (1973). Т. 6. С. 90–139.
- [4] Lawless W.N. Phys. Rev. **B16**, 1, 433 (1977).
- [5] Salce B., Calemczuk R., Bonjour E., Migoni R.L., Boatner L.A. Proc. 2 Int. Conf. Phonon Physics. World Scientific (1985). P. 979.
- [6] Lawless W.N. Phys. Rev. **B18**, 5, 2394 (1978).
- [7] Суслов А.В. ФТТ **34**, 1, 317 (1992).
- [8] Каган В.Д., Суслов А.В. ФТТ **36**, 9, 2672 (1994).
- [9] Steigmeier E.F. Phys. Rev. **168**, 2, 523 (1968).
- [10] Shirane G., Nathans R., Minkiewicz V.J. Phys. Rev. **157**, 14, 396 (1967).
- [11] Salce B., De Goer A.M., Boatner L.A. J. de Phys. Coll. **C8 Supp**, 12, 424 (1981).
- [12] Lawless W.N., Rytz D., Hochli U.T. J. Phys. C. **17**, 14, 2609 (1984).
- [13] Prater R.L., Chase L.L., Boatner L.A. Solid State Commun. **40**, 6, 697 (1982).