

УДК 539.2  
 © 1991

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ КРИСТАЛЛОВ KCl : OH<sup>-</sup>

*М. М. Надарешвили, К. А. Квададзе, Д. Д. Игитхანიшвили,  
 Л. А. Тархнишвили*

Приведены результаты исследования низкотемпературной теплоемкости кристаллов KCl, содержащих примеси гидроксила (0.13 и 0.36 мол.%). Измерения проводились на дифференциальном импульсном калориметре оригинального типа, определяющим в равновесных условиях с высокой точностью разность теплоемкостей исследуемого образца и эталона. Обнаружено, что при введении примеси происходит изменение фонового спектра самой матрицы. Показано, что в низкотемпературной теплоемкости присутствует линейный член, который простирается до температур ~3.5 К. Наблюдается ложное увеличение температурной области присутствия линейного члена от энергетических расщеплений под влиянием резонансных колебаний.

Интересным объектом для исследования динамики дефектных кристаллов являются щелочно-галогидные кристаллы (ЩГК), содержащие в качестве примеси замещения разные концентрации гидроксила. Ионы гидроксила представляют собой электрические диполи, которые могут находиться в шести различных эквивалентных положениях вдоль <100> кристаллографических направлений [1]. С помощью квантового туннелирования OH<sup>-</sup> может совершать переходы между этими положениями, вследствие чего шестикратно вырожденный основной уровень расщепляется на три уровня  $A_{1g}$ ,  $T_{1u}$ , и  $E_g$  со степенью вырождения 1, 3 и 2 соответственно [2]. При этом энергетическое расщепление между уровнями  $T_{1u}$  и  $A_{1g}$  приблизительно в два раза больше, чем между  $E_g$  и  $T_{1u}$ . Особенно удобным для теоретических интерпретаций является KCl : OH<sup>-</sup>. Это обусловлено тем, что массы ионов K<sup>+</sup> и Cl<sup>-</sup> близки друг другу, и в довольно хорошем приближении можно считать, что матрица одноатомная, а кристаллическая структура простая кубическая. В этом случае для вычисления как наименьших, так и возбужденных уровней можно использовать модель несвободных ротаторов Девоншира [3], в которой решается квантовомеханическая задача вращения ротатора в поле октаэдрической симметрии

$$U(r) = -\frac{5}{2} V \left( \frac{x^4 + y^4 + z^4}{r^4} - \frac{3}{5} \right), \quad (1)$$

где  $V$  — параметр, характеризующий высоту барьера между минимумами потенциальной энергии. Исследование низкотемпературной аномалии теплоемкости типа Шоттки для KCl : OH<sup>-</sup> [4] дает для туннельного расщепления величину 0.5 см<sup>-1</sup> между  $A_{1g}$  и  $T_{1u}$  и 0.25 между  $T_{1u}$  и  $E_g$  уровнями. Измеренная в экспериментах по инфракрасному поглощению либрационная частота составляла 297.5 см<sup>-1</sup> [5]. Величина параметра  $V$  в формуле (1), вычисленная по модели Девоншира на основе данного результата, равна 560 см<sup>-1</sup>. Кроме того, в дальнем инфракрасном (ИК) поглощении KCl : OH<sup>-</sup> наблюдается квазилокальная частота 32 см<sup>-1</sup> [6], так называемый недевошировский уровень, происхождение которого невозможно объяснить на основе модели Девоншира. В работе [7] этот уровень

связывается с трансляционным движением молекулы, возмущенной связью с колебаниями решетки через вращательно-поступательное взаимодействие и взаимодействие с анизотропной частью кристаллического поля.

Монокристаллы чистого KCl и легированного гидроксидом были выращены из расплава по методу Кипропулоса с использованием химически чистых веществ марки «оч». Образцы, выколотые из массивного блока, были отшлифованы и отполированы. Концентрация гидроксида опре-

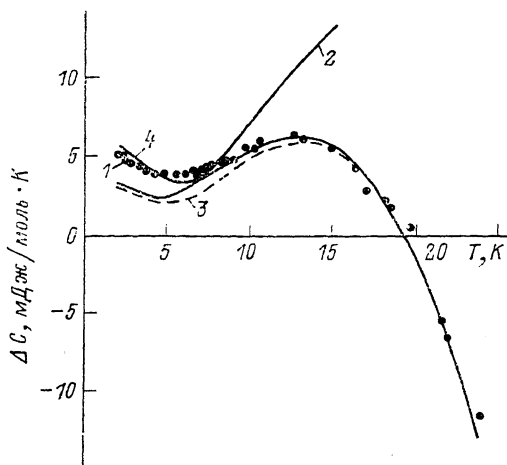


Рис. 1. Изменение низкотемпературной теплоемкости KCl : OH<sup>-</sup> (0.13 мол.%) . .

1 — экспериментальная кривая; 2 — суммарный вклад в теплоемкость от туннельных состояний и резонансных колебаний без учета изменения спектра матрицы; 3, 4 — то же с учетом изменения спектра матрицы. Кривая 3 рассчитана по формуле (5), а кривая 4 — по той же формуле с численным множителем 1.8 перед  $\Delta C_1(T)$ .

делялась по методу [8] на основе данных по инфракрасному поглощению при  $3640 \text{ см}^{-1}$ . Пробы для анализа, взятые из различных частей массивного монокристалла, содержали разное количество примеси гидроксида, поэтому инфракрасные спектры были сняты с тех образцов, на которых проводились измерения теплоемкости. Концентрация гидроксида составляла 0.13 и 0.36 мол. %. Измерения проводились в равновесных условиях на разработанном нами дифференциальном импульсном калориметре оригинального типа [9], определяющем с высокой точностью разность теплоемкостей исследуемого образца и эталона, содержащих одинаковое количество ионов.

На рис. 1, 2 представлены результаты экспериментальных исследований температурной зависимости разности теплоемкостей  $\Delta C$  примесного

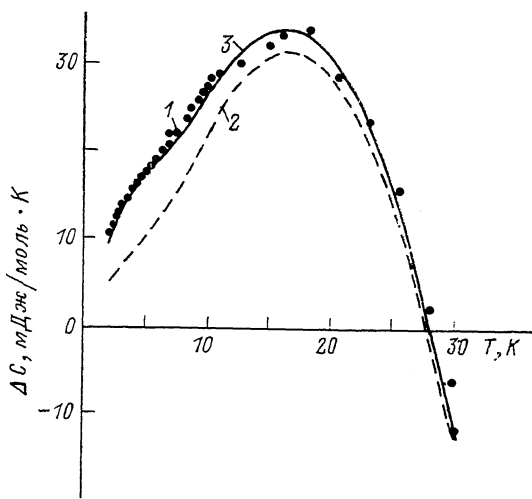


Рис. 2. Изменение низкотемпературной теплоемкости KCl : OH<sup>-</sup> (0.36 моль.%) . .

1 — экспериментальная кривая, 2 — рассчитана по формуле (5), 3 — рассчитана по той же формуле с численным множителем 1.8 перед  $\Delta C_1(T)$ .

и чистого кристаллов  $\Delta C(T) = C(T) - C_0(T)$ . Как легко заметить, при меньшей концентрации (0.13 мол.%) отчетливо проявляются две низкотемпературные особенности (рис. 1, кривая 1), а при более высокой концентрации (0.36 мол.%) наблюдается только одна (рис. 2, кривая 1). Попытка объяснить первую особенность (более низкотемпературную; рис. 1, кривая 1) эффектом типа Шоттки, вызванным переходами между туннельными уровнями  $A_{1g}$ ,  $T_{1u}$  и  $E_g$ , не имела успеха. Расчеты по формуле [10]

$$C = N \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{3\Delta_1 e^{-\Delta_1/kT} + 2\Delta_2 e^{-\Delta_2/kT}}{1 + 3e^{-\Delta_1/kT} + 2\Delta_2 e^{-\Delta_2/kT}} \right), \quad (2)$$

где  $\Delta_1$  — расщепление между  $A_{1g}$  и  $T_{1u}$ , а  $\Delta_2$  — между  $A_{1g}$  и  $E_g$  уровнями с использованием экспериментально определенных значений этих уровней [4] (или разумно отличных от экспериментальных), показали, что соответствующий вклад в низкотемпературную теплоемкость должен проявляться ниже 1 К, что является явно неудовлетворительным для объяснения наших экспериментальных данных. Не дал положительного результата также учет вклада взаимодействия диполей  $\text{OH}^-$  в низкотемпературную теплоемкость, аналогичный тому, который был использован Бенедекком [11] для объяснения эффекта насыщения низкотемпературной теплоемкости  $\text{KCl}:\text{Li}^+$ . Поправка оказалась очень малой.

Андерсоном [12] для объяснения низкотемпературной аномалии стекол было использовано представление о туннелирующих дефектах с широким спектром расщеплений энергетических уровней. Такой же подход был успешно применен Буишвили [13] для объяснения особенностей теплового поведения биополимеров. В основе этой модели лежит предположение о том, что имеются атомы или группы атомов, потенциальная энергия которых как функция положения (или угла поворота) имеет вид двух ям разной глубины. Энергетическое расщепление двух нижних уровней изменяется случайным образом из-за таких факторов, как различное окружение атомов вокруг двух потенциальных минимумов, локальные напряжения и т. д. Это приводит к тому, что плотность состояний на единицу энергии  $\rho(E)$  до определенной энергии  $E_0$  будет постоянной, а затем спадает до нуля. Соответствующий вклад в теплоемкость [13]

$$\Delta C_1(T) = \frac{\eta N_A}{4k_B T^2} \int_0^{E_0} \frac{E^2}{\text{ch}^2(E/2k_B T)} \rho(E) dE, \quad (3)$$

где  $\eta$  — концентрация примесей,  $N_A$  — число Авогадро,  $k_B$  — постоянная Больцмана.

Расчет по формуле (3) вклада энергетических расщеплений в теплоемкость  $\Delta C_1$  дает хорошее согласие с экспериментом с точки зрения формы кривой температурной зависимости теплоемкости, если расщепление энергетических уровней  $\sim 8$  К, но, как следует из рис. 1 (кривая 3), величины расчетных значений меньше экспериментальных. Расхождение, по-видимому, связано с тем, что реальная картина более сложная, чем использованная нами одномерная модель. Совпадение становится удовлетворительным, если правую часть формулы (3) снабдить численным множителем, равным 1.8 (рис. 1, кривая 4).

Широкий спектр энергетических расщеплений в гидроксилсодержащих твердых телах может быть вызван либо диполь-дипольными взаимодействиями между соседними  $\text{OH}^-$ , либо локальными неупорядочениями вокруг дефекта. Согласно [14], в  $\text{KCl}:\text{OH}^-$  основным фактором, формирующим широкий спектр энергетических расщеплений, является диполь-дипольное взаимодействие между ионами гидроксила в отличие от гидроксилсодержащих аморфных тел, где он обусловлен локальными неупорядочениями в стекловидной матрице. Следует также отметить, что в стеклах имеет место широкий спектр самого туннельного параметра  $\Delta$  [14], тогда как в  $\text{KCl}:\text{OH}^-$  этот эффект незначителен. Максимальное расщепление в  $\text{KCl}:\text{OH}^-$  составляет  $\sim 4$  К при концентрации  $\text{OH}^-$  (0.05 мол. %). Особенность, наблюдаемая в разности теплоемкостей выше 5 К (рис. 1, кривая 1), связана с недевошировским уровнем  $32 \text{ см}^{-1}$ , влияние которого на возрастание низкотемпературной теплоемкости [15], а также на резонансное рассеяние фононов [16] было замечено ранее.

Температурное поведение прироста теплоемкости, связанного с квазилокальными колебаниями, согласно расчетам Кагана и Иосилевского [17], проведенным для малых концентраций примесей, определяется по формуле

$$\Delta C_2 = 3\eta N_A k_B \frac{\Theta^2}{T^2} \int_0^1 x^{3/2} \frac{3x^* - x}{4(x^* - x)^2 + \pi^2 x^3} \frac{e^{\Theta\sqrt{x}/T} dx}{(e^{\Theta\sqrt{x}/T} - 1)^2}, \quad (4)$$

$\Theta$  — температура Дебая, равная 230 К для КСl;  $x^* = \omega^*/\omega_m^2$ , где  $\omega^*$  — частота квазилокальных колебаний,  $\omega_m$  — максимальная частота фононного спектра. Суммарный вклад энергетических расщеплений и квазилокальных колебаний в низкотемпературную теплоемкость для КСl : OH<sup>-</sup>, вычисленный по формулам (3), (4) (рис. 1, кривая 2), наглядно демонстрирует качественное расхождение расчетных и экспериментальных результатов. В то время как расчетная кривая монотонно возрастает в исследуемой температурной области, на экспериментальной налицо формирование узкого максимума.

Совпадение расчетных результатов с экспериментальными удается достичь лишь в том случае, если учесть изменение фононного спектра самой матрицы при введении примеси. Ясно, что это изменение должно быть наибольшим для атомов, находящихся в непосредственной близости от дефекта, и уменьшается для атомов, более отдаленных от него. В настоящее время не существует теоретической модели, рассматривающей перестройку фононного спектра всей матрицы при введении в нее примесей. Поэтому мы для учета соответствующего эффекта простейшим образом к суммарному вкладу в теплоемкость от энергетических расщеплений и резонансных состояний добавили член  $-\Delta\beta T^3$ , который соответствует изменению фононного спектра матрицы в модели Дебая.

Скорректированная таким образом формула для расчета разности теплоемкостей принимает вид

$$\Delta C = \Delta C_1(T) + \Delta C_2(T) - \Delta\beta T^3. \quad (5)$$

Результаты расчетов (рис. 1, кривая 3) обнаруживают хорошее совпадение с экспериментальными данными. Кривая 4 относится к расчетам по формуле (5) с учетом множителя 1.8 перед  $\Delta C_1(T)$ . Определенное из экспериментальных данных значение  $\Delta\beta$  (изменение коэффициента решеточного вклада в теплоемкость в модели Дебая) для матрицы составляет 1.4 % ( $\Delta\beta = 2.3 \cdot 10^{-6}$  Дж/моль · К<sup>4</sup>) при концентрации гидроксидов 0.13 мол. %. Результаты аналогичных расчетов по формуле (5) для концентрации гидроксидов 0.36 мол. % приведены на рис. 2 (кривая 2). Определенное из экспериментальных данных максимальное расщепление энергетических уровней составляет 20 К. Сравнение этой величины с максимальным расщеплением при 0.13 мол. % (~8 К) указывает на почти линейную зависимость максимального расщепления от концентрации. Кривая 3 на рис. 2 соответствует расчетам по формуле (5) с учетом множителя 1.8 при  $\Delta C_1(T)$ . Изменение параметра  $\Delta\beta$  для матрицы при концентрации гидроксидов 0.36 мол. % составляет 1.6 %. Таким образом, при увеличении концентрации примеси от 0.13 до 0.36 мол. % коэффициент решеточного вклада в теплоемкость изменяется незначительно по сравнению с изменением концентрации.

Необычное изменение фононного спектра матрицы при введении примеси было обнаружено ранее при изучении низкотемпературной теплоемкости металлического сплава V<sub>0.93</sub>Pt<sub>0.07</sub> [18]. Объяснение полученных экспериментальных данных авторам удалось лишь с учетом того обстоятельства, что введение в V неизоэлектронных атомов Pt приводит к перестройке исходного фононного спектра V и возникающие квазилокальные колебания деформируют низкоэнергетическую область уже перестроенного фононного спектра. Причиной аномальной перестройки фононного спектра авторы считают изменение в электронной подсистеме, а именно уменьшение плотности электронных состояний на уровне Ферми. По понятным причинам в ЦГК вышеуказанный механизм не может действовать.

Можно предпринять попытку связать добавочный член в формуле (4) с изменением среднего параметра решетки. Согласно формуле Вегарда [19], параметр решетки примесного кристалла

$$\bar{a} = a_1 + (a_2 - a_1) \eta, \quad (6)$$

где  $a_1$  — параметр решетки KCl,  $a_2$  — параметр решетки KOH. Используя известное значение коэффициента Грюнайзена  $\gamma$  [20] для KCl, мы вычислили изменение температуры Дебая, связанное с изменением параметра решетки

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} = 3\gamma \frac{\Delta a}{a}. \quad (7)$$

Соответствующее изменение параметра  $\beta$  для матрицы, вычисленное в приближении Дебая, составляет 0.2 % при концентрации гидроксила 0.13 и 0.45 мол % при концентрации 0.36 %. Эти значения в несколько раз меньше тех, которые определены из экспериментальных данных. Не удастся также объяснить экспериментальные результаты возникновением в кристалле скоплений гидроксила. Так, если принять количество изолированных примесей гидроксила существенно меньше их общего количества, определяемого из спектров инфракрасного поглощения, то ни при каких значениях  $\Delta\beta$  не удастся добиться сколько-нибудь удовлетворительного совпадения расчетных данных с экспериментальными.

Формирование узкого максимума в  $\Delta C(T)$  при наличии квазилокальных колебаний наблюдалось в кристаллах KCl с примесью  $\text{Na}^+$  [21]. Его возникновение было объяснено тем, что легкая примесь  $\text{Na}^+$  вызывает перекачку плотности состояний из низкочастотной части фононного спектра в высокочастотную. В нашем случае этот механизм должен способствовать формированию узкого низкотемпературного максимума, но он не является основным, так как все изотопические эффекты линейно зависят от концентрации, а, как было показано выше, такая зависимость в кристаллах KCl:  $\text{OH}^-$  отсутствует.

При сравнении экспериментальных результатов (рис. 1, 2) бросаются в глаза явно выраженный минимум на температурной зависимости разности теплоемкостей примесного и чистого кристаллов при концентрации 0.13 мол. % и его отсутствие при концентрации 0.36 мол. %. Такое поведение теплоемкости в зависимости от концентрации примеси было предсказано в [13]. Согласно этой работе, при одновременном наличии вкладов в теплоемкость от широкого спектра энергетических расщеплений и решеточных колебаний реализуются два случая: а)  $T_0 < T_n$ , где  $T_0$  — температура, соответствующая максимуму вкладов в теплоемкость от энергетических расщеплений;  $T_n$  — температура, при которой решеточная теплоемкость и теплоемкость, обусловленная существованием широкого спектра энергетических расщеплений, равны. Тогда на зависимости  $C=f(T)$  возможно возникновение минимума. б)  $T_0 > T_n$ . В этом случае мы не будем иметь минимума на зависимости  $C=f(T)$ , однако появится систематическая дополнительная составляющая к дебаевскому вкладу от энергетических расщеплений. Как было уже отмечено, в наших экспериментах измеряется разность теплоемкостей примесного и чистого кристаллов, которая содержит вклад от энергетических расщеплений, квазилокальных колебаний и изменения спектра матрицы. Поэтому в нашем случае  $T_n$  будет температурой, при которой вклад от энергетических расщеплений равен суммарному вкладу от двух последних членов. При концентрации примеси 0.13 мол. % максимальное энергетическое расщепление  $E_0$  мало и определенное, согласно формуле (2),  $T_0$  меньше  $T_n$ . При концентрации 0.36 мол. %, как было определено из экспериментальных данных,  $E_0$  в несколько раз больше и  $T_0$  больше  $T_n$ .

Согласно формуле (3), при очень низких температурах должна существовать определенная область, где теплоемкость изменяется пропорционально температуре. Но экспериментальные данные по измерению низкотемпературной теплоемкости [22, 23] носят противоречивый характер. Согласно [22], результаты, полученные при малых (0.044 мол. %) и больших (0.42 и 2 мол. %) концентрациях различаются качественно. В первом случае на кривой  $\Delta C(T)$  наблюдается максимум, а во втором — монотонное возрастание по закону  $T^{3/2}$  вплоть до 4 К. С возрастанием концентрации примесей  $\eta$  теплоемкость уменьшается по закону  $\Delta C \sim \eta^{-1/2}$ . В [23]

для больших концентраций гидроксила (0.5 и 1 мол.%) вместо закона  $T^{3/2}$  было наблюдаено линейное изменение теплоемкости с температурой, но лишь до 0.6 К, далее происходило формирование максимума при  $T \approx 1.5$  К в отличие от монотонного возрастания в [22]. Концентрационная зависимость теплоемкости в [23] также отличается от [22]: с ростом концентрации теплоемкость незначительно растет.

На основе наших экспериментальных данных для выяснения наличия линейного члена в низкотемпературной теплоемкости были построены зависимости  $\Delta C/T^3$  от  $1/T^2$  (вклад от квазилокальных колебаний в теплоемкость в низкотемпературном пределе пропорционален  $T^3$  и можно использовать представление  $\Delta C = \gamma T + \alpha T^3$ ). Оказалось, что в исследуемой нами температурной области линейный член существует лишь в случае

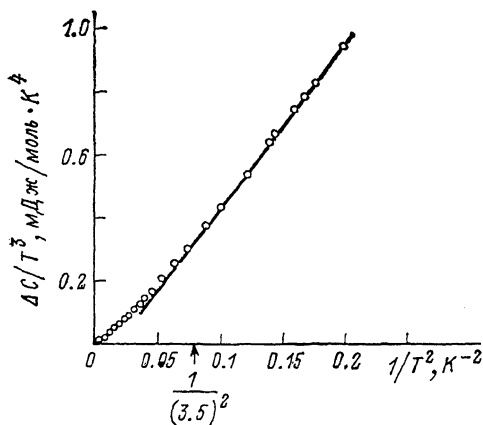


Рис. 3. Экспериментально определенный линейный член в низкотемпературной теплоемкости KCl : OH<sup>-</sup> (0.36 мол.%).

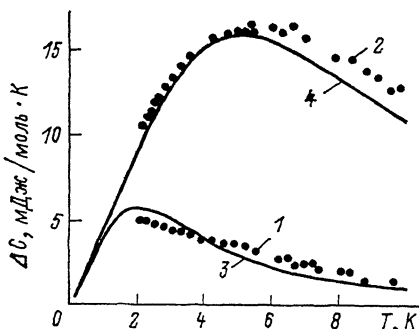


Рис. 4. Вклад от широкого спектра расщеплений туниельных состояний в низкотемпературную теплоемкость KCl : OH<sup>-</sup>.

1, 2 — выделен из эксперимента по формуле (5), концентрация OH<sup>-</sup> 0.13 и 0.36 мол.% соответственно; 3, 4 — рассчитан по формуле (3) с численным множителем 1.8 перед  $\Delta C_0(T)$  для тех же концентраций.

высокой концентрации примеси (рис. 3) аналогично [23], но в отличие от [23] линейный член наблюдается до значительно более высоких температур (3.5 К вместо 0.6 К). Отсутствие линейного члена при концентрации 0.13 мол.% в исследованном температурном интервале указывает на зависимость интервала проявления линейного члена от концентрации OH<sup>-</sup>. Далее, согласно формуле (5), нами был выделен вклад в теплоемкость от широкого спектра энергетических расщеплений путем вычитания из экспериментальных данных суммарного вклада в теплоемкость от квазилокальных колебаний и от изменения спектра матрицы (рис. 4). Кривые 1, 3 соответствуют концентрациям гидроксила 0.13 и 0.36 мол.% соответственно, а кривые 2, 4 — расчетам по формуле (3) с численным множителем 1.8. Как видно, формула (3) хорошо описывает наблюдаемую на эксперименте температурную зависимость вклада энергетических расщеплений в теплоемкость.

Построенная для кривых 2, 4 зависимость  $\Delta C_1(T)/T$  от  $T$  (рис. 5) показывает, что линейный член в теплоемкости от энергетических расщеплений должен присутствовать лишь до 0.8 К для концентрации 0.13 мол.% (кривая 1), т. е. за пределами исследуемого нами температурного интервала, и до 2.1 К для концентрации 0.36 мол.% (кривая 2). Построение зависимости  $\Delta C/T^3$  от  $1/T^2$  для суммарного вклада в теплоемкость от широкого спектра энергетических расщеплений и резонансных колебаний, вычисленных по формулам (3), (4), дает увеличение температурного интервала проявления линейного члена в теплоемкости до экспериментально наблюдаемых значений (аналогично рис. 3). На этом основании для объяснения противоречия следует заключить, что на экспериментальной кривой

(рис. 3), содержащей суммарный вклад от туннельных и резонансных колебаний, в некотором температурном интервале, когда начинается отклонение вклада туннельных состояний от линейности вследствие уменьшения скорости роста соответствующей теплоемкости, увеличение вклада в теплоемкость от резонансных колебаний компенсирует это уменьшение и сохраняет линейность.

Таким образом, экспериментально может наблюдаться мнимое увеличение температурного интервала присутствия линейного члена в низкотемпературной теплоемкости, обусловленное туннельными расщеплениями при наложении вклада от решеточных квазилокальных колебаний. Относительно концентрационной зависимости эффекта можно заметить, что, как следует из рис. 4, происходит смещение положения максимума вклада от широкого спектра энергетических расщеплений с ростом концентрации

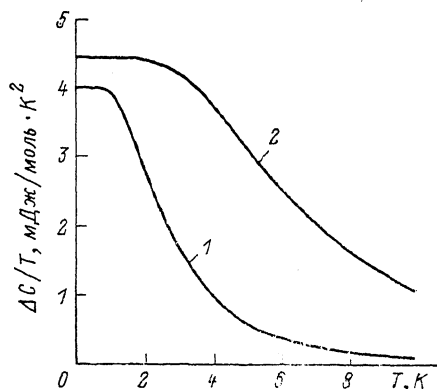


Рис. 5. Линейный член в низкотемпературной теплоемкости KCl : OH<sup>-</sup>, обусловленный широким спектром расщеплений туннельных состояний (рассчитан по формуле (3) с численным множителем 1.8). Концентрация гидроксила 0.13 (1) и 0.36 мол.% (2).

гидроксила в сторону более высоких температур. Величина эффекта в максимумах пропорциональна концентрации (в отличие от [23]). Линейная зависимость величины эффекта от концентрации в наших экспериментах еще раз указывает на отсутствие скоплений в измеренных нами образцах.

Таким образом, непосредственное измерение с помощью дифференциального калориметра вклада OH<sup>-</sup> в низкотемпературную теплоемкость кристаллов KCl дает возможность сделать следующие выводы.<sup>1</sup>

1. В низкотемпературной теплоемкости присутствует линейный член, но он простирается до более высоких температур, чем в [23].
2. Наблюдается ложное увеличение температурной области присутствия линейного члена от энергетических расщеплений под влиянием резонансных колебаний.
3. Эффект от широкого спектра энергетических расщеплений увеличивается пропорционально концентрации, и происходит смещение положения максимума этого эффекта в сторону высоких температур с увеличением концентрации, что вызывает исчезновение минимума на экспериментальных кривых  $\Delta C(T)$ .
4. При введении примесей происходит изменение фононного спектра самой матрицы, и это изменение обнаруживает слабую концентрационную зависимость для измеренных концентраций.

#### Список литературы

- [1] Kuhn U., Luty F. // Solid State Commun. 1964. V. 2. N 3. P. 281—283.
- [2] Dreyfus R. W. // Phys. Rev. 1969. V. 188. P. 1340—1344.
- [3] Devonshire A. F. // Proc. R. Soc. Lond. A. 1936. V. 153. N 88. P. 601—621.
- [4] Narayanamurti V., Pohl R. O. // Rev. Mod. Phys. 1970. V. 42. N 2. P. 201—236.
- [5] Klein M. V., Wedding B., Lebine M. A. // Phys. Rev. 1969. V. 180. N 3. P. 901—910.
- [6] Bosomworth D. R. // Solid State Commun. 1967. V. 5. N 8. P. 681—685.
- [7] Pandey G. K., Shukla D. S. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. N 8. P. 2757—2765.
- [8] Fritz B., Luty F., Anger J. // Z. Physik. 1963. V. 174. N 2. P. 240—256.

<sup>1</sup> В [22, 23] примесная часть низкотемпературной теплоемкости выделяется вычитанием значений теплоемкости для чистого KCl [24] из измеренных авторами величин для KCl : OH<sup>-</sup>.

- [9] Квавадзе К. А., Надареишвили М. М. Решение о выдаче авторского свидетельства по заявке № 4309031/31-11 от 14 марта 1989 г.
- [10] Seward W. D., Narayanamurti V. // *Phys. Rev.* 1966. V. 148. N 1. P. 463—481.
- [11] Benedek G. *Physics of impurity centres in crystals.* Tallinn, 1972. P. 223—235.
- [12] Anderson P. W., Halperin B. I., Varma C. // *Phil. Mag.* 1972. V. 25. N1. P. 1—11.
- [13] Андроникашвили Э. Л., Буишвили Л. Л., Мревлишвили Г. М. // *Rev. Roum. Phys.* 1988. V. 33. N 4—6. P. 341—347.
- [14] Moy D., Potter R. C., Anderson A. C. // *J. Low Temp. Phys.* 1983. V. 52. N 1/2. P. 115—135.
- [15] Kvavadze K. A., Augst G. R. // *Solid State Commun.* 1976. V. 18. N 5. P. 567—568.
- [16] Kvachadze V. G., Akhvlediani Z. G. // *Phys. Stat. Sol. (b).* 1976. V. 77. N 1. P. K21—K25.
- [17] Каган Ю., Иосилевский Я. А. // *ЖЭТФ.* 1963. Т. 45. № 3. (9). С. 819—821.
- [18] Сырых Г. Ф., Землянов М. Г., Савельев Г. И., Черноплеков Н. А., Шиков А. А. // *ЖЭТФ.* 1984. Т. 86. № 1. С. 312—318.
- [19] Мейер К. *Физико-химическая кристаллография.* М., 1972. 480 с.
- [20] Киттель Ч. *Введение в физику твердого тела.* М., 1963. 182 с.
- [21] Kvavadze K. A., Tarkhishvili L. A., Nadareishvili M. M., Nakhutsvishvili T. K. // *J. Low Temp. Phys.* 1982. V. 47. N 5/6. P. 375—383.
- [22] Peressini P. P., Harrison J. P., Pohl R. O. // *Phys. Rev.* 1969. V. 182. N 3. P. 939—945.
- [23] Lasjaunias J. C., Lohneysen H. V. // *Solid State Commun.* 1981. V. 40. N 7. P. 755—757.
- [24] Harrison J. P., Peressini P. P., Pohl R. O. // *Phys. Rev.* 1968. V. 171. N 3. P. 1037—1046.

Институт физики АН Грузинской ССР  
Тбилиси

Поступило в Редакцию  
16 августа 1990 г.