Физика низких температур, 2000, т. 26, № 2, с. 173–175

Слабая локализация низкочастотного звука в квазиодномерном кристалле

Е. П. Чулкин

Физико-технический институт, Россия, 426001, г. Ижевск, ул. Кирова, 132

А. П. Жернов, Т. Н. Кулагина

Российский научный центр «Курчатовский институт», Институт сверхпроводимости и физики твердого тела, Россия, 123182, г. Москва, пл. Курчатова, 1

E-mail: zhernov@issspph.kiae.ru

Статья поступила в редакцию 23 июня 1999 г.

Исследуется вопрос о коэффициенте затухания звука в диэлектрическом цепочечном кристалле с изотопическими примесями при низких температурах $T \leq 0,1\Theta_D$ (Θ_D — температура Дебая). Показано, что в случае сильного беспорядка эффекты, связанные со слабой локализацией фононных мод, существенно влияют на распространение звука.

Досліджується питання про коефіцієнт загасання звуку в діелектричному ланцюжковому кристалі з ізотопічними домішками при низьких температурах $T \leq 0,1\Theta_D$ (Θ_D — температура Дебая). Показано, що у випадку сильного непорядку ефекти, пов'язані із слабкою локалізацією фононних мод, суттєво впливають на поширення звуку.

PACS: **63.22.+m**

1. В работах [1–3] обращено внимание на то, что в отличие от случая слабо анизотропных кристаллов в колебательном спектре низкоразмерных кристаллических решеток с диагональным беспорядком (т.е. с тяжелыми изотопическими примесями) не возникают квазилокальные уровни. Вследствие этого в низкоразмерных решетках для фононных мод важными могут оказаться процессы обратного когерентного рассеяния в режиме слабой локализации [4,5]. В недавней работе [6] мы проанализировали влияние таких процессов на частотное и температурное поведение коэффициента затухания низкочастотного звука в соединениях слоистого типа.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования соединений цепочечного типа. Отметим, что в цепочечном кристалле могут существовать специфические акустические моды с векторами смещений, ориентированными параллельно и перпендикулярно слабосвязанным цепочкам. Колебательные моды первого типа являются продольно поляризованными возбуждениями (l-моды). Моды второго типа — это так называемые изгибные возбуждения (b-моды) [7,8]. В достаточно широком интервале низких частот сильно анизотропный цепочечный кристалл может проявлять квазиодномерные динамические свойства. Обратим внимание на то, что такие моды обнаружены, например, в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов и низкотемпературной теплоемкости в квазиодномерных соединениях $(TaSe_4)_2I$ и $(Ta_{1-x}Nb_xSe_4)_2I$ [9,10].

Для определенности будем считать решетку квазиодномерного кристалла тетрагональной с параметрами элементарной ячейки a и $в$. Эффективное взаимодействие между атомами в базисной плоскости $xy(\|)$ полагаем существенно более слабым, чем вдоль оси цепочек $z(\perp)$. Простоты ради принимается также, что матрицы силовых параметров диагональны по декартовым индексам. В такой ситуации имеем три характерных силовых параметра, которые удовлетворяют неравенству

$$|\Phi^{0s_\|}_{zz}| << |\Phi^{0s_\|}_{xx}| << |\Phi^{0s_\perp}_{xx}| \,. \qquad (1)$$

Приведенным силовым параметрам соответствуют три характерные частоты: $\omega_1^2 << \omega_2^2 << \omega_3^2$. При этом законы дисперсии для акустических продольных и изгибных колебательных мод определяются как

$$\omega_l^2(\mathbf{k}) \approx \frac{\omega_\perp^2 b^2 k_\perp^2}{2} + \omega_\parallel^2 \left(\sin^2 \frac{a k_x}{2} + \sin^2 \frac{a k_y}{2} \right), \quad (2)$$

$$\omega_b^2(\mathbf{k}) \approx \omega_1^2 a^2 k_\perp^2 + \frac{\omega_3^2 b^4 k_\perp^4}{\pi} + \omega_2^2 \left(\sin^2 \frac{a k_x}{2} + \sin^2 \frac{a k_y}{2} \right), \quad (3)$$

где $\omega_3 \approx \omega_\perp$ и $\omega_1 \approx \omega_\parallel$.

2. Перейдем непосредственно к вопросу о поглощении низкочастотного звука в соединении цепочечного типа с диагональным беспорядком. Мы рассматриваем ситуацию, когда при определении «затравочной» одночастичной решеточной функции Грина, построенной на операторах динамических атомных смещений для фононных мод, можно пренебречь стандартным ангармоническим взаимодействием фононов по сравнению с упругим рассеянием их на дефектах. Для пространственной фурье-компоненты функции Грина имеем [8]

$$\overline{G}_{\mathbf{k}}^{+'j}(\omega) \approx \left(\omega^2 - \omega^2(\mathbf{k}) - i\, \frac{\omega}{\tau_i^j(\omega)} \right)^{-1},$$
$$\frac{1}{\tau_i^j(\omega)} = \frac{\pi}{2}\, c \varepsilon^2 \omega^2 g_j(\omega) . \quad (4)$$

В (4) c — концентрация изотопических дефектов ($c << 1$); $\varepsilon = (M_d - M_0)/M_0$, где M_d и M_0 — массы атомов дефекта и регулярной решетки, причем $M_d >> M_0$; $g_j(\omega)$ — спектральная парциальная функция плотности фононных состояний.

Согласно сказанному выше, выполняется соотношение $\tau_N^j >> \tau_i^j(\omega_T)$, где τ_N^j — время релаксации, обусловленное нормальными ангармоническими процессами. Здесь положено, что характерная энергия фононов $\omega_T \approx kT/\hbar = \beta^{-1}$. Последнее неравенство эквивалентно условию

$$c\varepsilon^2 >> kT/M_0 v^2 \approx (10^{-5} - 10^{-4})T , \quad (5)$$

v — средняя скорость звука.

Для определения зависящей от температуры части коэффициента затухания низкочастотного звука, такого, что $\omega\tau_i^j(\omega_T) << 1$, надо найти с учетом ангармонического взаимодействия фононов мнимую часть поляризационного оператора Π^j одночастичной решеточной функции Грина. Можно показать, что в приближении кубического ангармонизма (см. [6])

$$\mathrm{Im}\, \Pi^j = \mathrm{Im}\, \Pi_I^j + \mathrm{Im}\, \Pi_2^j . \quad (6)$$

Первый член описывает поправку к затуханию фононов из-за стандартного ангармонического взаимодействия между акустическими фононами. Что касается второго члена, то он появился в результате учета взаимодействия акустической моды с двухфононными когерентными состояниями, которые возникают в режиме слабой локализации [11,12]. При этом имеем

$$\mathrm{Im}\, \Pi_1^j(\mathbf{k}, \omega) \approx \frac{2\tilde{\gamma}_3^2 \omega\, \omega_j^2(\mathbf{k})}{T} \times$$
$$\times \sum_{\mathbf{k}_1} \omega_j^2(\mathbf{k}_1)\, n(\omega_j(\mathbf{k}_1))\, (n(\omega_j(\mathbf{k}_1)) + 1)\, \tau_i^j(\omega_j(\mathbf{k}_1)) , \quad (7)$$

$$\mathrm{Im}\, \Pi_2^j(\mathbf{k}, \omega) \approx \frac{\tilde{\gamma}_3^2 b \omega\, \omega_j^2(\mathbf{k})}{2\pi T} \times$$
$$\times \int_{\omega_j^0}^{\omega_j^*} \frac{d\omega}{2\pi}\, n(\omega)(n(\omega) + 1)\, \frac{\omega^2 \tau_i^j(\omega)}{[D_\parallel^{0j}(\omega) D_\perp^{0j}(\omega)]^{1/2}} , \quad (8)$$

$\tilde{\gamma}_3$ — эффективная ангармоническая силовая постоянная; $n(\omega)$ — равновесная планковская функция распределения фононов. Кроме того, $D_{\parallel(\perp)}^{0j}$ — компоненты тензора затравочного коэффициента диффузии фононов j-й поляризации:

$$\{D_\parallel^{0j}, D_\perp^{0j}\} =$$
$$= \frac{1}{4\pi g_j(\omega)} \sum_{\mathbf{k}} \left\{ \frac{\partial \omega_j^2(\mathbf{k})}{\partial k_\parallel} , \frac{\partial \omega_j^2(\mathbf{k})}{\partial k_\perp} \right\} \overline{G}_{\mathbf{k}}^{(j)+}(\omega) \overline{G}_{\mathbf{k}}^{(j)-}(\omega)$$

($\overline{G}^{+,-}$ — соответственно запаздывающая и опережающая функции Грина.) Наконец, фигурирующая в (8) частота $\omega_j^0 \approx \sqrt{2}\, \omega_{\parallel(2)}$ разделяет области квазитрехмерного (малая область частот вблизи нуля) и квазиодномерного поведения акустического колебательного спектра. Частота ω_j^* определяет порог подвижности фононов и находится при обращении в нуль истинного статического коэффициента диффузии.

Следует подчеркнуть, что в пределе малых $\mathbf{k}$ сумма в (7) расходится. Она становится конечной, если учесть слабое ангармоническое взаимодействие тепловых фононов. Механизм поглощения звука, описываемый выражением (7), существен в промежуточной области температур, где рассеяние тепловых фононов чувствительно к дефектам. Что касается выражения для $\mathrm{Im}\,\Pi_2^j$ в форме (8), то оно справедливо в интервале частот $2\omega_{\parallel(2)}^2 << \omega^2 < \omega_{\perp(3)}^2$, в котором законы дисперсии (2), (3) обнаруживают квазиодномерное поведение. При выводе (8) предполагалось также, что параметр «зацепления» цепочек $\omega_{\parallel(2)}$ удовлетворяет условию $\omega_{\parallel(2)}\tau_i^{l(b)}(\omega) < 1$.

3. Зависящая от температуры часть коэффициента затухания звука для моды j-й поляризации с учетом (6)–(8) может быть представлена в форме

$$\Gamma^j = \Gamma_1^j + \Gamma_2^j \approx \frac{\mathrm{Im}\,\Pi_1^j(\omega_j(\mathbf{k}) + \mathrm{Im}\,\Pi_2^j(\omega_j(\mathbf{k})}{2\omega_j(\mathbf{k})},$$

подразумевается, что $\omega \approx \omega_j(\mathbf{k})$.

Для сравнения относительного вклада эффекта слабой локализации в затухание звука сопоставим Γ_1^j и Γ_2^j. Из (7) и (8) имеем

$$\frac{\Gamma_2^l}{\Gamma_1^l} \approx c\varepsilon^2 \frac{T}{\Theta_l}\left(\frac{T}{\omega_\parallel}\right)^2, \quad \frac{\Gamma_2^b}{\Gamma_1^b} \approx c\varepsilon^2 \frac{T}{\Theta_b}\left(\frac{T}{\omega_2}\right)^{3/2}, \qquad (9)$$

где Θ_j — температура Дебая j-й колебательной моды.

Рассмотрим выражения (9). Оказывается, что если мера «дефектности» кристалла $c\varepsilon^2 \leq 1$, а величины $\omega_{\parallel(2)}$ и ω_2, характеризующие интенсивность взаимодействия цепочек, меньше T, то в области низких температур $T \leq 0{,}1\Theta_j$ возможна ситуация, когда $\Gamma_2^j \geq \Gamma_1^j$. Иными словами, температурное поведение коэффициента затухания звука определяется процессами обратного когерентного рассеяния тепловых фононов.

В заключение отметим, что нам известны только экспериментальные данные о поглощении звука для относительно регулярного квазиодномерного соединения $(TaSe_4)_2I$ и слабо допированной системы $(Ta_{1-x}Nb_xSe_4)_2I$ [13]. Для того чтобы провести сравнение качественных результатов теории с экспериментом, необходимы данные для существенно разупорядоченных цепочечных кристаллов.

1. Д. М. Берча, М. Н. Ботвинко, Л. Ю. Германская, М. А. Иванов, *ФНТ* **12**, 282 (1986).
2. М. А. Иванов, Ю. В. Скрипник, *ФТТ* **32**, 2965 (1990).
3. М. А. Иванов, А. М. Косевич, Е. С. Сыркин, Ю. В. Скрипник, И. А. Господарев, С. Б. Феодосьев, *ФНТ* **19**, 434 (1993).
4. А. П. Жернов, Е. П. Чулкин, *ФТТ* **40**, 132 (1998).
5. А. П. Жернов, Е. П. Чулкин, *ЖЭТФ* **113**, 930 (1998).
6. Е. П. Чулкин, А. П. Жернов, Т. Н. Кулагина, *ФНТ* **25**, 1218 (1999).
7. И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **22**, 475 (1952).
8. А. М. Косевич, *Физическая механика реальных кристаллов*, Наукова думка, Киев (1981).
9. J. E. Lorenzo, R. Currat, A. J. Dianoux, P. Monceau, and F. Levy, *Phys. Rev.* **B53**, 8316 (1996).
10. J. E. Lorenzo, R. Currat, P. Monceau, B. Hennion, H. Berger, and F. Levy, *J. Phys. Cond. Matter.* **10**, 5039 (1998).
11. А. П. Жернов, Е. П. Чулкин, *ЖЭТФ* **109**, 602 (1998).
12. A. P. Zhernov and E. P. Chulkin, *Phys. Status Solidi (b)* **193**, 67 (1996).
13. M. Saint-Paul, S. Holtmeier, P. Monceau, R. Curra, and F. Levy, *J. Phys.* **C8**, 2021 (1996).

Weak localization of low-frequency sound in a quasi-one-dimensional crystal

E. P. Chulkin, A. P. Zhernov, and T. N. Kulagina

The coefficient of sound attenuation in a dielectric chained crystal with isotopic impurities is investigated at low temperatures, $T \leq 0.1\Theta_D$ (Θ_D is the Debye temperature). It is shown that in the case of high disorder the effects associated with the weak localization of phonon modes have considerable effect on sound propagation.