УДК 548.4 . 534.2

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА ДВУХУРОВНЕВЫМИ СИСТЕМАМИ В СВЕРХПРОВОДНИКЕ

А. И. Морозов, А. С. Сигов

Найден вклад в поглощение звука и в перенормировку его скорости, обусловленный двухуровневыми системами, образующимися в результате захвата водорода тяжелыми примесями. При этом предполагается, что скорость релаксации двухуровневых систем определяется однофононными процессами. Для сверхпроводящей фазы ниобия получена оценка для области частот, в которой данное предположение справедливо.

Как свидетельствуют эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов [1] и поглощению звука [2] в ниобии, захват водорода неподвижными примесями C, O или N, происходящий при понижении температуры, приводит к образованию двухуровневых систем (ДУС). Водород туннелирует между двумя ближайшими друг к другу тетраэдрическими междоузлиями вблизи тяжелой примеси, которая занимает октаэдрическое междоузлие в ОЦК решетке ниобия [3]. Эквивалентность двух положений равновесия для атома водорода нарушается вследствие взаимодействия с другими дефектами кристаллической решетки.

В работе [4] нами рассмотрен вклад ДУС в поглощение и перенормировку скорости звука в нормальной фазе ниобия, а в работе [5] — в сверхпроводящей фазе, когда основной вклад в скорость релаксации ДУС связан с их взаимодействием с электронами.

Однако в области температур $T \ll T_c$ (где T_c — температура сверхпроводящего перехода) скорость релаксации, обусловленная взаимодействием с электронами, экспоненциально убывает с понижением температуры и существенную роль начинает играть однофононный механизм релаксации ДУС. В данной работе мы исследуем поглощение и перенормировку скорости звука в той области температур, где основной вклад в релаксацию дают однофононные процессы.

Как и в случае стекол [6], релаксационный вклад ДУС в коэффициент поглощения звука α и перенормировку скорости звука Δv определяется формулами

$$\alpha_{\mathrm{rel}} = \sum_i \frac{\gamma^2\omega^2\tau_i}{4\rho v^3 T(1+\omega^2\tau_i^2)} \left(\frac{\xi_i}{E_i}\right)^2 \mathrm{ch}^{-2}\frac{E_i}{2T}, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\Delta v}{v}\right)_{\mathrm{rel}} = -\sum_i \frac{\gamma^2}{8\rho v^2 T(1+\omega^2\tau_i^2)} \left(\frac{\xi_i}{E_i}\right)^2 \mathrm{ch}^{-2}\frac{E_i}{2T}, \quad (2)$$

суммирование происходит по всем ДУС, ρ — плотность вещества, v и ω — скорость и частота звуковой волны соответственно. Разность уровней энергии ДУС составляет

$$E_i = [\xi_i^2 + \varepsilon_0^2]^{1/2}, \quad (3)$$

где ξ_i — асимметрия ДУС, обусловленная действием дефектов кристаллической решетки, а ε_0 — расщепление уровней ДУС при $\xi_i=0$, вызванное туннелированием.

Можно обоснованно полагать [4], что в монокристаллах в области малых концентраций дефектов всем ДУС отвечает одно и то же значение ε_0, а величина $\gamma = d\xi_i/du$ имеет порядок энергии связи водорода с тяжелой примесью, т. е. 10^2—10^3 K (u — деформация, создаваемая звуковой волной).

Если асимметрия ДУС связана с действием точечных дефектов, то распределение величины ξ_i является лоренцевским с характерной шириной δ, равной $\delta = cW_0$, где c — концентрация точечных дефектов, а $W_0 \sim$ $\sim 10^2$—10^3 K [4, 5].

Величина τ_i представляет собой время релаксации заселенности уровней ДУС

$$\tau_i^{-1} = \tau_{e,i}^{-1} + \tau_{ph,i}^{-1}, \tag{4}$$

где $\tau_{e,i}^{-1}$ и $\tau_{ph,i}^{-1}$ — скорости релаксации, обусловленные взаимодействием с электронами и фононами соответственно.

В сверхпроводящей фазе при $E_i \ll T$ величина $\tau_{e,i}^{-1}$ равна [7]

$$\tau_{e,i}^{-1} = \pi g \frac{\varepsilon_0^2}{E_i^2} \frac{2T}{1 + \exp(\Delta/T)}, \tag{5}$$

где $g \sim 2N^2(0)\,V^2$ ($N(0)$ — плотность электронных состояний на поверхности Ферми, а V — потенциал взаимодействия электронов с квантовой примесью), Δ — величина сверхпроводящей щели в спектре электронных возбуждений.

Значение ε_0 при $T \ll T_c$ с учетом инфракрасной перенормировки, обусловленной взаимодействием с электронами, составляет [8]

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_{00} [\max(\varepsilon_{00}, \Delta)/D]^{\beta}, \tag{6}$$

где ε_{00} — затравочное значение туннельного матричного элемента, D — ширина зоны электронов проводимости, $\beta \sim g$. Легко видеть, что в этой области температур ε_0 не зависит от T. Согласно работе [6], скорость релаксации заселенности уровней ДУС, вызванная однофононными процессами $\tau_{ph,i}^{-1}$, равна

$$\tau_{ph,i}^{-1} = \frac{\varepsilon_0^2 E_i \tilde{W}}{\Theta^3} \operatorname{cth} \frac{E_i}{2T}, \tag{7}$$

где Θ — температура Дебая, а $\tilde{W}$ имеет атомный масштаб энергий. Величины $\tau_{e,i}^{-1}$ и $\tau_{ph,i}^{-1}$ для ДУС с $E_i \ll T$ сравниваются при температуре T_1, которая определяется из уравнения

$$T_1 = \Delta(T_1) \Big/ \ln\left[\frac{\pi g \Theta^3}{\tilde{W} E_i^2} - 1\right]. \tag{8}$$

При $T_1 \ll T_c$ можно считать, что $\Delta(T_1) = \Delta(0)$.

В нормальном металле преобладает релаксация, связанная с электронным механизмом.

Основной вклад в поглощение и перенормировку скорости звука вносят ДУС с характерной разностью уровней энергии

$$\hat{E} = \{\varepsilon_0^2 + [\min(T, \delta)]^2\}^{1/2}. \tag{9}$$

Величина $\tilde{\tau} \equiv \tau_{ph,i}$ для таких ДУС убывает с понижением температуры вплоть до $T \sim \varepsilon_0$ и практически не изменяется при дальнейшем уменьшении T.

В зависимости от соотношения между частотой звуковой волны и временем релаксации $\tilde{\tau}(T)$ существуют три области частот. Рассмотрим поглощение и перенормировку скорости звука в каждой из них.

I. $\tilde{\tau}(\varepsilon_0)\,\omega \ll 1$. В этом случае релаксационный вклад в перенормировку скорости звука не отличается от соответствующего вклада в нормальном металле [4]. Для случаев $\delta \gg \varepsilon_0$ и $\delta \ll \varepsilon_0$ величина $(\Delta v/v)_{rel}$ равна соответственно

$$\left(\frac{\Delta v}{v}\right)_{\mathrm{rel}} = -\frac{x_{\text{ДУС}}\gamma^2}{8\Omega\rho v^2}\begin{cases} T^{-1}, & T \gg \delta, \\ 4/\pi\delta, & \delta \gg T \gg \varepsilon_0, \\ 4\,(2T/\pi\varepsilon_0)^{1/2}\exp(-\varepsilon_0/T)/\delta, & \varepsilon_0 \gg T, \end{cases} \tag{10}$$

$$\left(\frac{\Delta v}{v}\right)_{\mathrm{rel}} = -\frac{x_{\text{ДУС}}\gamma^2}{8\Omega\rho v^2}\begin{cases} \delta/\varepsilon_0 T, & T \gg \varepsilon_0, \\ 4\,(2/\pi T\varepsilon_0^3)^{1/2}\,\delta\exp(-\varepsilon_0/T), & \varepsilon_0 \gg T \gg \delta^2/2\varepsilon_0, \\ 4\,(2T/\pi\varepsilon_0)^{1/2}\exp(-\varepsilon_0/T)/\delta, & \delta^2/2\varepsilon_0 \gg T, \end{cases} \tag{11}$$

где $x_{\text{ДУС}}$ — концентрация ДУС, Ω — объем элементарной ячейки кристалла.

Резонансный вклад в перенормировку скорости звука в сверхпроводящей фазе такой же, как и в нормальной [4], а резонансным вкладом в поглощение звука можно пренебречь вследствие быстрого возрастания характерного времени сбоя фазы при $T \ll T_c$.

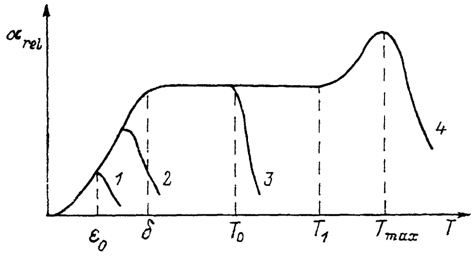

Рис. 1. Температурная зависимость релаксационного вклада ДУС в поглощение звука при $\delta \gg \varepsilon_0$ для случаев: $\tilde{\tau}(\varepsilon_0)\,\omega \ll 1$ (1), $\varepsilon_0 \ll T_0 \ll \delta$ (2), $\delta \ll T_0 \ll T_1$ (3), $T_0 \gg T_1$ (4).

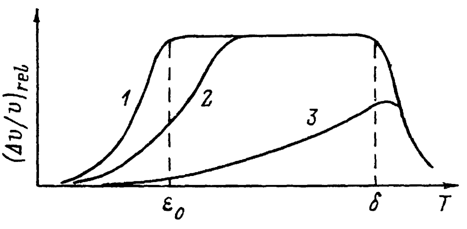

Рис. 2. Температурная зависимость релаксационного вклада ДУС в перенормировку скорости звука при $\delta \gg \varepsilon_0$ для случаев: $\tilde{\tau}(\varepsilon_0)\,\omega \ll 1$ (1), $\varepsilon_0 \ll T_0 \ll \delta$ (2), $\delta \ll T_0 \ll T_1$ (3).

Для релаксационного вклада в поглощение звука после усреднения по распределению ξ_i находим для случаев $\delta \gg \varepsilon_0$ и $\delta \ll \varepsilon_0$

$$\alpha_{\mathrm{rel}} = \frac{\gamma^2\omega^2\delta x_{\text{ДУС}}\Theta^3}{4\pi\rho v^3 T\Omega\varepsilon_0^2\tilde{W}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{d\xi}{\xi^2+\delta^2}\,\frac{\xi^2}{(\varepsilon_0^2+\xi^2)^{3/2}}\,\frac{\operatorname{th}\dfrac{(\varepsilon_0^2+\xi^2)^{1/2}}{2T}}{\operatorname{ch}^2\dfrac{(\varepsilon_0^2+\xi^2)^{1/2}}{2T}} = \frac{\gamma^2\omega^2 x_{\text{ДУС}}\Theta^3}{4\rho v^3\Omega\varepsilon_0^2\tilde{W}}\times$$

$$\times\begin{cases} (2T^2)^{-1}, & T \gg \delta, \\ 0.543/\delta T, & \delta \gg T \gg \varepsilon_0, \\ 4\,(2T/\pi\varepsilon_0)^{1/2}\exp(-\varepsilon_0/T)/\delta\varepsilon_0, & \varepsilon_0 \gg T, \end{cases} \tag{12}$$

$$\alpha_{\mathrm{rel}} = \frac{\gamma^2\omega^2 x_{\text{ДУС}}\Theta^3}{4\rho v^3\Omega\varepsilon_0^2\tilde{W}}\begin{cases} \delta/2\varepsilon_0 T^2, & T \gg \varepsilon_0, \\ 4\delta\,(2/\pi T\varepsilon_0^5)^{1/2}\exp(-\varepsilon_0/T), & \varepsilon_0 \gg T \gg \delta^2/2\varepsilon_0, \\ 4\,(2T/\pi\varepsilon_0^3)^{1/2}\exp(-\varepsilon_0/T)/\delta, & \delta^2/2\varepsilon_0 \gg T. \end{cases} \tag{13}$$

Легко видеть, что при $T \sim \varepsilon_0$ величина $\alpha_{\mathrm{rel}}(T)$ достигает максимального значения. Графики зависимостей α_{rel} и $(\Delta v/v)_{\mathrm{rel}}$ от T представлены на рис. 1, 2.

II. С повышением частоты звуковой волны мы от случая I приходим к случаю

$$\omega\tilde{\tau}(\varepsilon_0) \gg 1 \gg \omega\tilde{\tau}(T_1).$$

Переход от режима $\omega\tilde{\tau}(T) \gg 1$ к режиму $\omega\tilde{\tau}(T) \ll 1$ происходит при температуре $T_0 \gg \varepsilon_0$

$$T_0 = \omega\Theta^3/\varepsilon_0^2\tilde{W}. \tag{14}$$

При $T \gg T_0$ для $\alpha_{\rm rel}$ и $(\Delta v/v)_{\rm rel}$ применимы формулы (10)—(13), а при $T \ll T_0$ $\alpha_{\rm rel}$ и $(\Delta v/v)_{\rm rel}$ имеют вид

$$\alpha_{\rm rel} = \frac{\gamma^2 \varepsilon_0^2 \tilde{W} x_{\text{ДУС}}}{2\rho v^3 \Omega \Theta^3 T} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta d\xi}{\pi(\xi^2+\delta^2)} \frac{\xi^2}{(\varepsilon_0^2+\xi^2)^{1/2}} \,\mathrm{sh}^{-1} \frac{(\varepsilon_0^2+\xi^2)^{1/2}}{T}, \tag{15}$$

$$\left(\frac{\Delta v}{v}\right)_{\rm rel} = -\frac{\gamma^2 x_{\text{ДУС}} \varepsilon_0^4 \tilde{W}^2}{8\rho v^2 T \omega^2 \Theta^6 \Omega} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta \xi^2 d\xi}{\pi(\xi^2+\delta^2)} \,\mathrm{sh}^{-2} \frac{(\varepsilon_0^2+\xi^2)^{1/2}}{2T}. \tag{16}$$

Для случаев $\varepsilon_0 \ll \delta$ и $\varepsilon_0 \gg \delta$ получаем соответственно

$$\alpha_{\rm rel} = \frac{\gamma^2 \varepsilon_0^2 \tilde{W} x_{\text{ДУС}}}{2\rho v^3 \Omega \Theta^3} \begin{cases} 1, \ T \gg \delta, \\ \pi T/\delta, \ \delta \gg T \gg \varepsilon_0, \\ 2(2\varepsilon_0 T/\pi)^{1/2} \exp(-\varepsilon_0/T)/\delta, \ \varepsilon_0 \gg T, \end{cases} \tag{17}$$

$$\alpha_{\rm rel} = \frac{\gamma^2 \varepsilon_0^2 \tilde{W} x_{\text{ДУС}}}{2\rho v^3 \Omega \Theta^3} \begin{cases} \delta/\varepsilon_0, \ T \gg \varepsilon_0, \\ 2\delta(2/\pi T \varepsilon_0)^{1/2} \exp(-\varepsilon_0/T), \ \varepsilon_0 \gg T \gg \delta^2/2\varepsilon_0, \\ 2(2\varepsilon_0 T/\pi)^{1/2} \exp(-\varepsilon_0 T)/\delta, \ \delta^2/2\varepsilon_0 \gg T, \end{cases} \tag{18}$$

$$\left(\frac{\Delta v}{v}\right)_{\rm rel} = -\frac{\gamma^2 x_{\text{ДУС}} \varepsilon_0^4 \tilde{W}^2}{2\rho v^2 \omega^2 \Theta^6 \Omega} \begin{cases} T, \ T \gg \delta, \\ \dfrac{2}{3}\pi T^2/\delta, \ \delta \gg T \gg \varepsilon_0, \\ \varepsilon_0 (2\varepsilon_0 T/\pi)^{1/2} \exp(-\varepsilon_0/T)/\delta, \ \varepsilon_0 \gg T \end{cases} \tag{19}$$

$$\left(\frac{\Delta v}{v}\right)_{\rm rel} = -\frac{\gamma^2 x_{\text{ДУС}} \varepsilon_0^4 \tilde{W}^2}{2\rho v^2 \omega^2 \Theta^6 \Omega} \begin{cases} T\delta/\varepsilon_0, \ T \gg \varepsilon_0 \\ (2\varepsilon_0/\pi T)^{1/2} \delta \exp(-\varepsilon_0/T), \ \varepsilon_0 \gg T \gg \delta^2/2\varepsilon_0, \\ \varepsilon_0 (2\varepsilon_0 T/\pi)^{1/2} \exp(-\varepsilon_0/T)/\delta, \ \delta^2/2\varepsilon_0 \gg T. \end{cases} \tag{20}$$

Если $T_0 \ll \delta$ (что возможно только при $\varepsilon_0 \ll \delta$), то при $T = T_0$ наблюдается пик $\alpha_{\rm rel}$, а на зависимости $(\Delta v/v)_{\rm rel}$ от T имеет место плато в интервале $T_0 \ll T \ll \delta$, причем значение $(\Delta v/v)_{\rm rel}$ на этом плато совпадает с резонансным вкладом в перенормировку скорости звука $(\Delta v/v)_{\rm res}$ при $T < \varepsilon_0$ [4].

Если же $\delta \ll T_0 \ll T_1$, то при $T = T_0$ достигает максимума величина $(\Delta v/v)_{\rm rel}$. Значение $(\Delta v/v)_{\rm rel}$ в максимуме при этом в δ/T_0 раз меньше, чем $(\Delta v/v)_{\rm res}$ в области $T < \varepsilon_0$. В то же время на зависимости $\alpha_{\rm rel}(T)$ имеется плато в интервале температур $\max(\varepsilon_0, \delta) \ll T \ll T_0$. При $T > T_0$ $\alpha_{\rm rel}$ убывает как T^{-2}. Соответствующие зависимости изображены на рис. 1, 2.

III. При дальнейшем увеличении ω мы переходим к области $\omega\tilde{\tau}(T_1) \gg 1$. Для этого диапазона частот вплоть до температуры T_1 температурные зависимости $\alpha_{\rm rel}$ и $(\Delta v/v)_{\rm rel}$ описываются формулами (17)—(20), а при $T > T_1$ основным механизмом релаксации является взаимодействие ДУС с электронами. Величиной $(\Delta v/v)_{\rm rel}$ в случае III можно пренебречь по сравнению с резонансным вкладом в перенормировку скорости звука, а выражение для $\alpha_{\rm rel}(T)$ при $T > T_1$ приведено в работе [5]. Величина $\alpha_{\rm rel}$ достигает максимума при температуре

$$T_{\max} = \Delta(0)/\ln[g\varepsilon_0^2\Delta(0)/\omega \max(\delta^2, \varepsilon_0^2)], \tag{21}$$

превосходящей температуру T_1, а значение $\alpha_{\rm rel}$ в максимуме равно

$$(\alpha_{\rm rel})_{\max} = \frac{\gamma^2 \omega x_{\text{ДУС}}}{\rho v^3 \Omega T_{\max}} \max(1, \ \delta/\varepsilon_0) \tag{22}$$

и в $[\omega\tilde{\tau}(T_{\max})]$ раз превосходит значение, отвечающее плато в области температур $\max(\varepsilon_0, \delta) \ll T \ll T_1$ (рис. 1).

Экспериментальные данные, приведенные в работе [2], свидетельствуют о том, что звуковые частоты порядка 10^8 Гц соответствуют случаю III, когда $T_1 < T_{max}$.

Используя приведенные в работе [2] данные о величине ε_0 в ниобии ($\varepsilon_0=1.4$ K для водорода и $\varepsilon_0=0.18$ K для дейтерия), $\Theta=250$ K и $\tilde{W}=10^3 \div 10^4$ K, мы находим, что T_0 удовлетворяет равенству $T_0 \ll T_c$ для частот $f \leqslant 10^6 \div 10^7$ Гц в случае водорода и $f \leqslant 10^4 \div 10^5$ Гц в случае дейтерия. На этих частотах максимум $\alpha_{rel}(T)$ будет наблюдаться в той области температур, где основным механизмом релаксации ДУС является однофононный механизм.

Проведение экспериментальных исследований при $T < T_c$ в широком диапазоне частот позволит на основе полученных выше температурных зависимостей релаксационного вклада ДУС в поглощение и перенормировку скорости звука найти величины ε_0 и δ, а также скорость релаксации ДУС. Определение этих параметров необходимо для оценки вклада ДУС в сверхпроводимость и исследования явления квантового туннелирования в металлах.

Сравнение значений ε_0, полученных из измерений в нормальной и сверхпроводящей фазах, дает возможность экспериментально установить величину ИК перенормировок.

Список литературы

[1] Neumaier K., Steinbinder D., Wipf H. et al. // Z. Phys. B. 1989. V. 76. N 3. P. 359—363.

[2] Morr W., Müller A., Weiss G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 19. P. 2084—2087.

[3] Magerl A., Rush J. J., Rowe J. M. et al. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 2. P. 927—936.

[4] Морозов А. И., Сигов А. С. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 6. С. 1772—1776.

[5] Морозов А. И., Сигов А. С. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. № 4. С. 1454—1464.

[6] Jäckle J., Piche L., Arnold W. et al. // J. Non-Cryst. Solids. 1976. V. 20. N 3. P. 365—391.

[7] Black J. L., Fulde P. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. N 6. P. 453—456.

[8] Морозов А. И., Сигов А. С. // ФНТ. 1987. Т. 13. № 6. С. 606—611.

Московский институт радиотехники, электроники и автоматики

Поступило в Редакцию
10 апреля 1991 г.
В окончательной редакции
21 июня 1991 г.