

## НОВЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРА ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ $\lambda < \Omega^2 >$ ПО СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ РЕЛАКСАЦИИ

А.Л. Добряков, Ю.Е. Лозовик<sup>1)</sup>

Институт спектроскопии РАН  
142092 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 9 августа 1999 г.

Рассмотрена спектральная зависимость скорости электрон-фононной релаксации металлов  $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$ , наблюдаемая в фемтосекундных экспериментах возбуждение – широкополосное зондирование. Исследование этой спектральной зависимости с существенным замедлением  $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$  вблизи уровня Ферми  $E_F$  и параметризация ее зависимостью  $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega) \propto \lambda < \Omega^2 > (\hbar\omega - E_F)^2$  позволяет непосредственно определять параметр электрон-фононного взаимодействия  $\lambda < \Omega^2 >$ . С помощью этого метода проанализирован параметр  $\lambda < \Omega^2 >$  для  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

PACS: 63.20.Kg, 74.25.-q, 74.72.Bk

Интерес к исследованию электрон-фононного взаимодействия в металлах и сверхпроводниках связан с определяющей ролью этого взаимодействия в описании таких фундаментальных физических явлений, как сверхпроводимость и процессы переноса в металлах (см., например, обзоры [1–3]). Основные механизмы рассеяния носителей заряда в металлах, полуметаллах и полупроводниках, в частности, электрон-фононное взаимодействие, изложение современных достижений кинетики носителей тока и основные эксперименты, в которых это рассеяние проявляется наиболее ярко, детально освещены в монографии Гантмахера и Левинсона [4]. В данной работе рассматривается только электрон-фононный механизм рассеяния.

Многочастичная теория электрон-фононного взаимодействия, описывающая как нормальное, так и сверхпроводящее состояние металла, выражается в конечном итоге через спектральные плотности электрон-фононного взаимодействия. Одна из них – функция Элиашберга  $\alpha^2(\Omega)F(\Omega)$ , описывающая изменение одночастичных свойств электронов в нормальном состоянии и фононный вклад в сверхпроводимость – может быть определена экспериментально из данных о зависимости туннельного тока между нормальным металлом и сверхпроводником от приложенного напряжения [3], хотя ее определение существенно затруднено для анизотропных сверхпроводников и сверхпроводников с малой длиной когерентности. Альтернативный подход к определению  $\alpha^2(\Omega)F(\Omega)$ , или связанных с ней функций, в частности, параметра электрон-фононного взаимодействия  $\lambda < \Omega^2 >$ , по скорости изменения эффективной температуры электронной подсистемы [5]  $T_e$  связан с использованием фемтосекундной спектроскопии [6]. Этот подход применялся для определения параметра  $\lambda < \Omega^2 >$  в высокотемпературных сверхпроводниках и металлах [6, 7] (Cu, Au, Nb и т.д.).

Как будет показано ниже, имеется более точный метод определения параметра  $\lambda < \Omega^2 >$ , основанный на использовании фемтосекундной спектроскопии возбуждение – широкополосное зондирование [7–9], позволяющей определять спектральную зависимость скорости электрон-фононной релаксации  $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$ . Характерной особенностью спектральной зависимости  $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$  является замедление скорости ре-

<sup>1)</sup> e-mail: lozovik@isan.troitsk.ru

лаксации [7, 10] вблизи уровня Ферми  $E_F$ . Как будет показано ниже, вблизи  $E_F$  спектральная зависимость величины  $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$ , описывающей релаксацию электронов после лазерной накачки, определяется выражением  $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega) \propto \lambda < \Omega^2 > (\hbar\omega - E_F)^2$ , что и позволяет определить параметр  $\lambda < \Omega^2 >$ .

Рассмотрим основные физические процессы при возбуждении металла (сверхпроводника) ультракоротким лазерным импульсом возбуждения. Импульс возбуждения (с длительностью  $\tau_{pu}$ ) поглощается свободными электронами в зоне проводимости, что приводит к созданию неравновесного распределения электронной подсистемы. Электрон-электронное взаимодействие определяет установление в фемтосекундном диапазоне времен квазиравновесного распределения электронной подсистемы (с эффективной температурой электронов  $T_e$ , большей температуры решетки  $T_L$ ) с характерной скоростью релаксации  $\gamma_{ee}$ . Далее (на временах  $t \gg \tau_{pu}, \gamma_{ee}^{-1}$ ), за счет электрон-фононного взаимодействия происходит выравнивание температуры электронов и решетки с характерной скоростью релаксации  $\gamma_{e-ph}$ . Пробным лазерным импульсом зондируется поглощение, обусловленное переходами из глубоко лежащей заполненной зоны в область  $E_F$  в зоне проводимости, что дает разностный спектр поглощения знакопеременного вида [6, 7] с прохождением через ноль в точке, соответствующей межзонным переходам в область  $E_F$ . Измерение кинетик отражения и пропускания методами фемтосекундной спектроскопии позволяет определить скорость остывания  $\gamma_T$  электронной подсистемы [5], которая связана с параметром  $\lambda < \Omega^2 >$ :

$$\partial T_e / \partial t = \gamma_T (T_L - T_e), \quad \gamma_T = 3\hbar\lambda < \Omega^2 > / \pi k_B T_e, \quad (1)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $\hbar$  – постоянная Планка. Параметр  $\lambda < \Omega^2 >$  играет важную роль в теории сверхпроводимости, и наиболее прямой способ измерения этого параметра может быть осуществлен с помощью фемтосекундной лазерной спектроскопии. Данный подход использовался для определения  $\lambda < \Omega^2 >$  из данных по фемтосекундной спектроскопии: параметр  $\lambda < \Omega^2 >$  определялся по скорости изменения эффективной электронной температуры  $T_e$  (см. (1)) как для металлов [6] (Cu, Au, Nb), так и ряда высокотемпературных сверхпроводников [6, 7] ( $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ,  $BiSr_2CaCu_2O_{8+x}$ ). Следует отметить, что данный подход не учитывает спектральной зависимости скорости электрон-фононной релаксации (см. ниже) и, следовательно, может рассматриваться лишь как оценка параметра электрон-фононного взаимодействия  $\lambda < \Omega^2 >$ . Мы покажем, что определение параметра  $\lambda < \Omega^2 >$  возможно из исследования спектральной зависимости скорости электрон-фононной релаксации с помощью фемтосекундной спектроскопии возбуждение – широкополосное зондирование [7–9].

Многочастичная теория электрон-фононного взаимодействия изложена в ряде обзоров [1, 2], и мы не будем здесь останавливаться на ее подробном рассмотрении. Приведем лишь основные соотношения, которые будут использованы в дальнейшем. Электронная собственно-энергетическая часть  $\Sigma(\omega)$  может быть вычислена с учетом простейших вкладов первого порядка по электрон-фононному взаимодействию, а слагаемыми более высокого порядка можно пренебречь, поскольку они малы в отношении [1, 2]  $\omega_D / E_F$ . Здесь  $\omega_D$  – характерная фононная частота и  $E_F$  – энергия Ферми. Собственно-энергетическая часть  $\Sigma(\omega)$  имеет действительную и мнимую части, причем мнимая часть характеризует скорость электрон-фононной релаксации  $\gamma_{e-ph}(\omega, T_L, T_e)$ :

$$\gamma_{e-ph}(\omega, T_L, T_e) = 2\pi \int d\Omega \alpha^2(\Omega) F(\Omega) [2n(\Omega, T_L) + 1] -$$

$$-2\pi \int d\Omega \alpha^2(\Omega) F(\Omega) \frac{\sin h(\hbar\Omega/k_B T_e)}{\cos h[(\hbar\omega - E_F)/k_B T_e] + \cos h[\hbar\Omega/k_B T_e]}, \quad (2)$$

где  $n(\Omega, T_L)$  – функция распределения Бозе,  $T_e$  – эффективная температура электронной подсистемы,  $T_L$  – температура решетки,  $\alpha^2(\Omega)F(\Omega)$  – спектральная плотность электрон-фононного взаимодействия или функция Элиашберга. Заметим, что подход [4], основанный на концепции пробной частицы, позволяет получить это же выражение для  $\gamma_{e-ph}(\omega, T_L, T_e)$  в рамках более простого математического аппарата.

В низкотемпературном пределе, то есть для температур  $T_e \ll \hbar\omega_{ph}$ , где  $\hbar\omega_{ph}$  – характерная энергия фонона, спектральная зависимость скорости электрон-фононной релаксации вблизи уровня Ферми хорошо известна и имеет вид [4]  $\gamma_{e-ph} \sim (\hbar\omega - E_F)^3$ , где коэффициент пропорциональности не связан прямо с параметром электрон-фононного взаимодействия  $\lambda < \Omega^2 >$ . В условиях же фемтосекундного эксперимента возбуждение – зондирования [6, 7, 10] реализуется (при интенсивной накачке) противоположный предельный случай высоких температур, то есть эффективная температура электронной подсистемы  $T_e$  значительно превышает характерные фононные частоты  $\hbar\omega_{ph}$ . В этом предельном случае, то есть при выполнении условия  $\hbar\Omega/k_B T_e \ll 1$ , скорость электрон-фононной релаксации  $\gamma_{e-ph}(\omega, T_L, T_e)$  оказывается пропорциональной параметру электрон-фононного взаимодействия  $\lambda < \Omega^2 >$ :

$$\gamma_{e-ph}(\omega, T_L, T_e) = \gamma_0(T_L) - \frac{\pi \hbar \lambda < \Omega^2 >}{2k_B T_e \cos h^2[(\hbar\omega - E_F)/2k_B T_e]}, \quad (3)$$

$$\gamma_0(T_L) = 2\pi \int d\Omega \alpha^2(\Omega) F(\Omega) [2n(\Omega, T_L) + 1], \quad \lambda < \Omega^2 > = 2 \int d\Omega \alpha^2(\Omega) F(\Omega) \Omega.$$

Вблизи уровня Ферми  $(\hbar\omega - E_F)/2k_B T_e \ll 1$  скорость электрон-фононной релаксации  $\gamma_{e-ph}(\omega, T_L, T_e)$  имеет вид

$$\gamma_{e-ph}(\omega, T_L, T_e) = a + b(\hbar\omega - E_F)^2, \quad (4)$$

где  $a = \gamma_0(T_L) - \pi \hbar \lambda < \Omega^2 > / 2k_B T_e$  и  $b = \pi \hbar \lambda < \Omega^2 > / (2k_B T_e)^3$ . Из выражения (4) следует, что вблизи уровня Ферми должно наблюдаться замедление скорости релаксации  $\gamma_{e-ph}(\omega, T_L, T_e)$  и по исследованию ее спектральной зависимости  $\gamma_{e-ph}(\omega, T_L, T_e)$  мы можем определить параметр  $b$  и, следовательно, параметр электрон-фононного взаимодействия  $\lambda < \Omega^2 > = b(2k_B T_e)^3 / \pi \hbar$ .

Как уже отмечалось выше, исследование спектральной зависимости скорости релаксации  $\gamma_{e-ph}(\omega, T_L, T_e)$  возможно с помощью фемтосекундной спектроскопии методом возбуждение – широкополосное зондирование [7–10]. Использование широкополосного зондирования (в спектральной области 1.6 – 3.2 эВ) позволило исследовать спектральную зависимость  $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$  как в пленках металлов (Au, Cu), так и в высокотемпературных сверхпроводниках ( $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ). Была обнаружена спектральная зависимость скорости релаксации  $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$  с существенным замедлением вблизи уровня Ферми, что позволило определить положение уровня  $E_F$ , то есть были определены межзонные переходы из низколежащей валентной зоны в область уровня Ферми, лежащего в зоне проводимости: для пленки Cu –  $E_F = 2.15$  эВ, для пленки Au –  $E_F = 2.45$  эВ, для пленки  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  –  $E_F = 2.09$  эВ. Спектральная зависимость  $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$  вблизи  $E_F$  была аппроксимирована нами зависимостью (4), и были получены следующие значения параметра  $b$ :  $b_{Cu} = 45 \text{ пс}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-2}$ ,  $b_{Au} = 15 \text{ пс}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-2}$ ,  $b_{YBaCuO} = 290 \text{ пс}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-2}$ . Отметим тот интересный факт, что коэффициент  $b$  для  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  существенно превосходит его значение для меди и золота.

Теперь, исходя из этих экспериментальных значений, найдем параметр электрон-фононного взаимодействия  $\lambda < \Omega^2 > = (2k_B T_e)^3 / \pi \hbar$ . Максимальную температуру электронной подсистемы  $T_e$  оценим (считая, что энергия импульса возбуждения целиком вложена в электронную подсистему) как  $T_e = (1 - R) E_{pu} / C_e$ , где  $R$  – коэффициент отражения,  $E_{pu}$  – плотность энергии импульса возбуждения и  $C_e$  – электронная теплоемкость. В условиях эксперимента [10]  $T_e$  составляет величину  $k_B T_{e,Cu} \sim 0.08$  эВ и  $k_B T_{e,Au} \sim 0.1$  эВ, что позволяет определить параметр электрон-фононного взаимодействия как  $\lambda < \Omega^2 >_{Cu} \sim 35$  мэВ<sup>2</sup> и  $\lambda < \Omega^2 >_{Au} \sim 28$  мэВ<sup>2</sup>. Заметим, что эти величины находятся в хорошем согласии со значениями этих параметров, определенными ранее по скорости изменения электронной температуры [6]. Для пленки  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  температура электронной подсистемы в условиях эксперимента [10] составляет величину  $k_B T_e \sim 0.26$  эВ и параметр электрон-фононного взаимодействия –  $\lambda < \Omega^2 > \sim 840$  мэВ<sup>2</sup>. Отметим, что эта величина отличается от значения  $\lambda < \Omega^2 > \sim 500$  мэВ<sup>2</sup>, полученного ранее по скорости изменения электронной температуры [6]. Теоретическая оценка [11] параметра электрон-фононного взаимодействия дает величину  $\lambda < \Omega^2 > \sim 2200$  мэВ<sup>2</sup>. Как уже отмечалось ранее, определение параметра  $\lambda < \Omega^2 >$  по скорости изменения электронной температуры не учитывает спектральной зависимости скорости электрон-фононной релаксации.

В заключение скажем, что использование фемтосекундной лазерной спектроскопии возбуждение – широкополосное зондирование позволяет непосредственно определять параметр электрон-фононного взаимодействия по спектральной зависимости скорости электрон-фононной релаксации. Отметим, что использование широкополосного зондирования позволяет определять как положение уровня Ферми по замедлению скорости релаксации, так и возможные отклонения спектральной зависимости от зависимости, предсказанной теорией.

Авторы благодарны В.Ф. Гантмахеру за полезное обсуждение. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

- 
1. P.B. Allen, *Dynamical Properties of Solids* vol.3, Eds. G.K.Horton, A.A.Maradudin, Amsterdam: North-Holland, 1980, p.95.
  2. Е.Г.Максимов, Д.Ю.Саврасов, С.Ю.Саврасов, УФН **167**, 353 (1997).
  3. W.L.McMillan and J.M.Rowell, *Superconductivity*, vol.1, Ed. R.D. Parks, New York: Dekker, 1969, p.561.
  4. В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, М.: Наука, 1984.
  5. P.B.Allen, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1460 (1987).
  6. S.D.Brorson, A.Kazeroonian, E.P.Eppen et al., *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2172 (1990); *Solid State Commun.* **74**, 1305 (1990).
  7. V.M.Farztdinov, Yu.E.Lofovik, Yu.A.Matveets et al., *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3860 (1991); А.Л.Добряков, Ю.Е.Лозовик, В.М.Фарзтдинов и др., *Письма в ЖЭТФ* **62**, 957 (1995); Yu.E.Lofovik, A.L.Dobryakov, S.A.Kovalenko et al., *Phys. Lett.* **A223**, 303 (1996).
  8. S.A.Kovalenko, A.L.Dobryakov, J.Ruthmann, and N.P.Ernsting, *Phys. Rev.* **A59**, 2369 (1999).
  9. V.M.Farztdinov, A.L.Dobryakov, Yu.E.Lofovik et al., *Phys. Rev.* **B56**, 4176 (1997).
  10. Yu.E.Lofovik, A.L.Dobryakov, V.M.Farztdinov et al., *Laser Physics* **9** (2) 557 (1999).
  11. G.L.Zhao and J.Callaway, *Phys. Rev.* **B49**, 6424 (1994).