Письма в ЖЭТФ, том 54, вып. 9, стр. 517 — 519 10 ноября 1991 г.

# О ВЛИЯНИИ ЗАТУХАНИЯ КВАЗИЧАСТИЦ НА СВОЙСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

*В.М.Зверев, В.П.Силин*

*Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР*
*117924, Москва*

Поступила в редакцию 23 сентября 1991 г.

На основе уравнений Элиашберга получено аналитическое соотношение, описывающее влияние затухания квазичастиц на температуру сверхпроводящего перехода. Показано, что такое затухание существенно для определения значений $T_c$ и отношения $2\Delta_0/T_c$ таких сверхпроводников как $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ и $YBa_2Cu_3O_7$.

Мысль о том, что зависящее от температуры затухание квазичастиц в сверхпроводнике может понизить $T_c$ и тем самым увеличить отношение $2\Delta_0/T_c$ по сравнению со значением 3.53 теории БКШ была высказана в работе [1] еще в 1962 году. В [2] была предпринята попытка реализации этой идеи. Однако, как теперь можно утверждать, малость $T_c$ обычных сверхпроводников не допускает существенного проявления затухания квазичастиц.

В настоящем сообщении на основании уравнений Элиашберга [3], следуя работе Вада [2], мы получаем простое приближенное соотношение для $T_c$, обобщающее известный результат Макмиллана-Аллена-Дайнса [4,5] благодаря учету затухания квазичастиц. На основании экспериментальных данных о спектре фононов продемонстрируем существенное влияние затухания на $T_c$ и на отношение $2\Delta_0/T_c$ для ВТСП.

Уравнения [3], в которых удержаны мнимые части, отвечающие учету затухания квазичастиц, приводят к следующему уравнению для действительной части сверхпроводящей щели $\Delta_1(\omega)$ вблизи $T_c$

$$\Delta_1(\omega)[Z_1^2(\omega)+Z_2^2(\omega)] = Z_1(\omega)\left([\lambda-\mu^*(1+\lambda_\infty)]\int_0^{\omega_0}\frac{d\omega'}{\omega'}\mathrm{th}\left(\frac{\omega'}{2T_c}\right)\Delta_1(\omega)-\right.$$

$$\left.-2\int_0^\infty d\nu\alpha^2(\nu)F(\nu)\frac{1}{\nu}\int_0^{\omega_0}d\omega'\frac{\Delta_1(\omega')}{\nu+\omega'}\right)-$$

$$-2\pi\omega Z_2(\omega)\int_0^\infty d\nu\alpha^2(\nu)F(\nu)\frac{\Delta_1(\nu)}{\nu^2}\left([f(\nu)+n(\nu)][1-\frac{d\ln\Delta(\nu)}{d\ln\nu}]-\frac{df(\nu)}{d\ln\nu}\right), \quad (1)$$

где $0<\omega<\omega_0$, $Z_1(\omega)$ и $Z_2(\omega)$ - реальная и мнимая части функции перенормировки, $f(\nu) = [\exp(\nu/T_c)+1]^{-1}$, $n(\nu) = [\exp(\nu/T_c)-1]^{-1}$. При $\omega>\omega_0$ использовалось приближенное выражение $\Delta_1(\omega) = \Delta_\infty = -\mu^*\int_0^{\omega_0}(d\omega/\omega)\mathrm{th}(\omega/2T_c)\Delta_1(\omega)$. Соответственно этому $\lambda$, $\lambda_\infty$ и $\mu^*$ имеют обычный вид[4-7] $\lambda = 2\int_0^\infty(d\nu/\nu)\alpha^2(\nu)F(\nu)$, $\lambda_\infty = 2\int_0^\infty(d\nu/\nu)\alpha^2(\nu)F(\nu)\ln(1+\nu/\omega_0)$, $\mu^* = \mu[1+\mu\ln(\omega_c/\omega_0)]^{-1}$, где $\omega_c$ - частота обрезания ($\omega_c\gg\omega_0$).

Согласно работам [4-7] при $\omega<\omega_0$ $Z_1 = 1+\lambda$, а согласно работе Вада [2] $Z_2(\omega) = \Gamma(T)/\omega$, где

$$\Gamma(T) = 2\pi \int_0^\infty d\nu \alpha^2(\nu) F(\nu) [f(\nu) + n(\nu)], \tag{2}$$

определяется затуханием квазичастиц. Таким образом, мы видим, что при отказе от предположения $\Gamma = 0$ работ [4-7] решение уравнения (1) имеет вид $\Delta_1(\omega) = \mathrm{const}\,\omega^2[\omega^2 + \Gamma^2(T_c)/(1+\lambda)^2]^{-1}$. Эта частотная зависимость, а также учет $Z_2$ в уравнении (1) приводят к уравнению для $T_c$, существенно отличающемуся от обсуждавшихся ранее. Приведем здесь результат, отвечающий реально выполняющемуся приближению $\Gamma \ll \omega_0(1+\lambda)$ и приближению Аллена-Дайнса [5] о малости эффективных фононных частот по сравнению с $\omega_0$ и малости $\mu^*$

$$T_c = T_0 \exp(-\Lambda) = 1,134\omega_{\ln} \exp\left(-\frac{1+\lambda}{\lambda - \mu^*} - \Lambda\right), \tag{3}$$

где $T_0$ отвечает приближению, пренебрегающему затуханием квазичастиц, $\omega_{\ln}$ определяется обычным образом [5,8] $\omega_{\ln} = T_c \exp[(2/\lambda) \int_0^\infty (d\nu/\nu)\alpha^2(\nu)F(\nu)\ln(\nu/T_c)]$, а $\Lambda$ определяет изменение $T_c$, обусловленное затуханием квазичастиц, и дается формулами

$$\Lambda = \frac{\lambda A_1 + \lambda_2 - \delta\lambda_0}{\lambda - \mu^*}, \quad \text{где } A_1(T_c) = \gamma^2 \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \frac{\mathrm{th}(\omega/2T_c)}{\omega^2 + \gamma^2},$$

$$\lambda_2(T_c) = 2\pi\gamma \int_0^\infty d\nu \frac{\alpha^2(\nu)F(\nu)}{\nu^2 + \gamma^2} \left([f(\nu) + n(\nu)][1 - \frac{d}{d\ln\nu} \ln\frac{\nu^2}{\nu^2+\gamma^2}] - \frac{df(\nu)}{d\ln\nu}\right),$$

$$\delta\lambda_0(T_c) = 2\gamma^2 \int_0^\infty \frac{d\nu}{\nu} \frac{\alpha^2(\nu)F(\nu)}{\nu^2+\gamma^2} (\ln\frac{\gamma}{\nu} + \frac{\pi\nu}{2\gamma}), \quad \gamma = \frac{\Gamma(T_c)}{1+\lambda}.$$

Для сверхпроводящей щели $\Delta_0$ при $T = 0$ воспользуемся решением уравнений Элиашберга работы [9]

$$\Delta_0 = 2\omega_0 \exp\left(-\frac{1+\lambda+\lambda_0 - 5\chi}{\lambda - \mu^*(1+\lambda_\infty)}\right),$$

где

$$\lambda_0 = 2\int_0^\infty \frac{d\nu}{\nu}\alpha^2(\nu)F(\nu)\ln(1+\frac{\omega_0}{\nu}), \quad \chi = \int_{\Delta_0}^\infty d\nu\alpha^2(\nu)F(\nu)\frac{\Delta_0^2}{\nu^3}\ln\frac{\nu}{\Delta_0}.$$

В пределе Аллена-Дайнса имеем отсюда

$$\Delta_0 = 2\omega_{\ln} \exp\left(-\frac{1+\lambda-5\chi}{\lambda-\mu^*}\right). \tag{4}$$

Последняя формула, как и формула (3), не зависит от выбора параметра $\omega_0$.

Формулы (3) и (4) дают соотношение

$$\frac{2\Delta_0}{T_c} = 3,53\exp\left(\frac{5\chi}{\lambda-\mu^*} + \Lambda\right). \tag{5}$$

Здесь первое слагаемое в скобках определяется эффектом сильной связи [9], а второе слагаемое обусловлено затуханием квазичастиц. При этом для обычных сверхпроводников с $T_c \leq 10$ K влияние затухания квазичастиц весьма мало, поскольку $\Lambda \leq 1\%$.

Для ВТСП благодаря высокому значению $T_c$ влияние затухания квазичастиц оказывается весьма существенным. Обратимся сначала к $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ для которого воспользуемся результатами $\alpha^2 F$ работы [10]. Эти результаты при $\lambda = 4$ и $\mu^* = 0$ (или 0,1), согласно приведенным выше формулам, дают $\gamma = 3,4$ мэВ, $\omega_{\ln} = 28,6$ мэВ, $T_0 = 108$ K (или 104 K), $T_c = 82$ K (или 80 K), $\Delta_0 = 22$ мэВ (или 21 мэВ), в то время как на эксперименте [10] $T_c = 82 \div 87$ K, $\Delta_0 = 20$ мэВ, и соответственно этому расчетное значение $2\Delta_0/T_c = 6,2$. При этом $\Lambda = 0,27$, а $5\chi/(\lambda - \mu^*) = 0,29$ (или 0,30), что позволяет говорить о влиянии затухания квазичастиц на отношение $2\Delta_0/T_c$, сравнимом с влиянием эффекта сильной связи.

Остановимся теперь на случае $YBa_2Cu_3O_7$, для которого из экспериментов по рассеянию нейтронов имеются данные лишь об $F(\omega)$ [11]. Не претендуя на правильность абсолютных величин в не имеющем должной обоснованности предположении о независимости $\alpha^2$ от $\omega$ эти данные согласно приведенным выше формулам при $\lambda = 4$ и $\mu^* = 0$ (или 0,1) дают $\gamma = 6,2$ мэВ, $\omega_{\ln} = 23,5$ мэВ, $T_0 = 89$ K (или 86 K), $T_c = 66$ K (или 64 K), $\Delta_0 = 17$ мэВ (или 16 мэВ), в то время как на эксперименте [12] $T_c = 90$ K, $\Delta_0 = 19$ мэВ и соответственно этому расчетное значение $2\Delta_0/T_c = 5,9$. При этом $\Lambda = 0,30$ и $5\chi/(\lambda - \mu^*) = 0,22$. Отметим, что повышение экспериментальной точности определения $F(\omega)$ в высокочастотной области может изменить величину $\omega_{\ln}$, а поэтому может изменить необходимое для интерпретации значение константы $\lambda$.

Таким образом, мы обнаруживаем существенное влияние затухания квазичастиц на свойства ВТСП. Этот наш вывод перекликается с результатом работы [13], в которой на основе численных расчетов продемонстрировано существенное проявление затухания квазичастиц в скорости релаксации ядерного спина в ВТСП.

Работа поддерживается Научным Советом по проблеме ВТСП и выполняется в рамках проекта No 622 Государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

---

1. Culler G.J., Fried B.D., Huff R.W., Schrieffer J.R., Phys. Rev. Lett., 1962, 8, 399.
2. Wada Y., Rev. Mod. Phys., 1964, 36, 253.
3. Элиашберг Г.М., ЖЭТФ, 1960, 38, 966; 39, 1437.
4. McMillan W.L., Phys. Rev., 1968, 167, 331.
5. Allen P.B., Dynes R.C., Phys. Rev. B, 1975, 12, 905.
6. Leavens C.R., Carbotte J.P., Can. J. Phys., 1971, 49, 724.
7. Медведев М.В., Пашицкий Э.А., Пятилетов Ю.С., ЖЭТФ, 1973, 65, 1186.
8. Carbotte J.P., Rev. Mod. Phys., 1990, 62, 1027.
9. Белоголовский М.А., Галкин А.А., Свистунов В.М., ФТТ, 1975, 17, 145.
10. Samuely P., Vedeneev S.I., Meshkov S.V. et al., First Intern. Conf. on Point-Contact Spectroscopy (PCS'91), Kharkov, Ukraine, USSR, 1991. ФНТ, 1992, в печати.
11. Renker B., Gompf F., Gering E. et al., Z. Phys. B, 1988, 73, 309.
12. Valles J.M.(Jr), Dynes R.C., Cucolo A.M. et al., Preprint, 1991.
13. Allen P.B., Rainer D., Nature, 1991, 349, 396.