Физика низких температур, 1996, т. 22, № 6, с. 705–707

Баллистический перенос высокочастотного сигнала в сверхпроводнике

Е. В. Безуглый, А. В. Бойчук

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

Теоретически исследована температурная зависимость скорости баллистического переноса высокочастотного сигнала (квазиволны) в сверхпроводнике, обусловленная зависимостью скорости электронных возбуждений от их энергии. Полученные результаты согласуются с данными измерений скорости электронного звука в образцах Ga и Mo в сверхпроводящем состоянии.

Теоретично досліджено температурну залежність швидкості балістичного переносу високочастотного сигналу (квазіхвилі) у надпровіднику, яка зумовлена залежністю швидкості електронних збуджень від їх енергії. Одержані результати узгоджуються з даними вимірювань швидкості електронного звуку у зразках Ga та Mo у надпровідному стані.

Эффект переноса высокочастотного возмущения в металлах носителями заряда с фермиевской скоростью (квазиволна) был предсказан в теоретических работах Каганова, Гохфельда и др. [1–3]. Его физическая природа связана с наличием группы неравновесных электронов с максимальной проекцией фермиевской скорости на направление распространения возбуждающей волны. Эти электроны формируют когерентный сигнал квазиволны, испытывающий, помимо релаксационного, степенное затухание, обусловленное расходимостью пучка эффективных электронов. Поскольку они не находятся в резонансе с возбуждающей волной, эффективность преобразования последней в квазиволну весьма мала, поэтому впервые надежные количественные данные о ее наблюдении в нормальном металле были получены лишь сравнительно недавно в экспериментах для поперечной и продольной поляризации возбуждающего акустического сигнала [4].

Вопрос о поведении квазиволны в сверхпроводнике возник после появления ранней работы Бурмы, Дейнеки и Филя [5], в которой впервые сообщалось о сигнале со скоростью порядка фермиевской и линейным законом дисперсии как в нормальном металле, так и в сверхпроводнике, где его скорость существенно уменьшалась при понижении температуры. Последующие эксперименты на Ga и Mo [6,7] подтвердили существование в сверхпроводнике «электронного звука», природа которого связывалась с фермижидкостным нулевым звуком. Следует, однако, отметить, что теоретическая модель в [6,7] исходила из довольно жесткого предположения об отсутствии межзонного куперовского взаимодействия носителей заряда, формирующих нулевой звук. В противном случае, как показано Леггеттом [8], спектр нулевого звука в сверхпроводнике имеет активационный характер со щелью порядка Δ и, следовательно, в условиях эксперимента [6,7] его сигнал должен затухать на расстояниях порядка длины когерентности ξ.

В настоящем сообщении предложена иная интерпретация природы электронного звука в сверхпроводнике как проявления баллистического (квазиволнового) механизма переноса высокочастотного возмущения электронными возбуждениями сверхпроводника. Уменьшение скорости сигнала при $T \to 0$ в этом случае обусловлено падением скорости возбуждений $v = v_F \xi/\varepsilon$ ($\xi = \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}$) при уменьшении их энергии ε.

Полный анализ задачи о возбуждении квазиволны в сверхпроводнике должен содержать решение кинетического уравнения для неравновесной добавки χ к функции распределения n_0 в полупространстве $x > 0$

$$-i\omega\chi + \frac{\xi}{\varepsilon} v_x \frac{\partial\chi}{\partial x} =$$

$$= i\omega \frac{\partial n_0}{\partial\varepsilon} \left[\frac{\xi}{\varepsilon}\left(\Lambda_{ik} u_{ik} + \Phi\right) + v_x p_s\right] \qquad (1)$$

(Φ — градиентно инвариантный потенциал электрического поля; p_s — сверхтекучий импульс; u_{ik} — тензор деформации), а также уравнения теории упругости и уравнения Максвелла с использованием известных выражений для неравновесной плот-

© Е. В. Безуглый, А. В. Бойчук, 1996

ности заряда δN, тока j и силы f_e, действующей со стороны электронов на решетку [9]:

$$\delta N = -e\nu_F\left(\Phi + \int d\xi \left\langle \frac{\xi}{\varepsilon}\chi \right\rangle\right),$$

$$j_i = e\nu_F\left(\rho_s\langle v_i v_k\rangle p_{sk} - \int d\xi\langle v_i\chi\rangle\right), \qquad (2)$$

$$f_{ei} = -\nu_F \frac{\partial}{\partial x_k}\int d\xi \frac{\xi}{\varepsilon}\langle\Lambda_{ik}\chi\rangle,$$

где ν_F — плотность состояний на уровне Ферми, угловые скобки $\langle\ldots\rangle$ означают усреднение по поверхности Ферми; ρ_s — плотность сверхпроводящего конденсата. Полное самосогласованное решение задачи с граничным условием на поверхности металла $x = 0$, отвечающим конкретному способу возбуждения квазиволны, оказывается весьма громоздким и будет опубликовано в отдельной статье. В то же время вопрос о поведении скорости квазиволны в сверхпроводнике может быть решен аналогично [4] в рамках простой модели, которая сводится к замене правой части уравнения (1) локализованным в плоскости $x = 0$ возмущением вида $i\omega a(v_x/v_F, \xi/\varepsilon)\,\delta(x)\,\partial n_0/\partial\varepsilon$ с полиномом $a(\mu, z)$, удовлетворяющим условию $a(\mu, z) = -a(-\mu, -z)$, отражающему симметрию правой части исходного кинетического уравнения (1). Подставляя решение модельного уравнения в формулы (2) и учитывая симметрию подынтегральных выражений относительно замен $\mu \to -\mu$, $\xi \to -\xi$, находим общие формулы для квазичастичного вклада в отклик системы на расстоянии L от источника возмущения, которые содержат интегралы вида

$$J = i\omega\int_0^\infty d\xi\frac{\partial n_0}{\partial\varepsilon}\int_0^1 d\mu\frac{c(\mu, \xi/\varepsilon)}{v_F\mu}\frac{\varepsilon}{\xi}\exp\left(\frac{i\varepsilon qL}{\mu\xi}\right), \qquad (3)$$

$q = \omega/v_F$, где $c(\mu, z)$ — полином, содержащий четные степени аргументов.

Как и в случае нормального металла [1-3], изучим поведение полученного решения в волновой зоне $qL >> 1$, где квазиволна формируется узким пучком эффективных электронов опорной точки ($\mu \to 1$). Соответствующее асимптотическое выражение для отклика (3) представляет собой сумму интегралов вида

$$J_n = \int_0^\infty \frac{d\xi}{\mathrm{ch}^2(\varepsilon/2T)}\left(\frac{\xi}{\varepsilon}\right)^n\exp\left(iqL\frac{\varepsilon}{\xi}\right), \qquad (4)$$

зависимость которых от температуры T и фазы qL определяется конкуренцией двух факторов: быстрого убывания числа возбуждений с большими энергиями $\varepsilon > T$ и резко возрастающей при $\xi \to 0$ ($\varepsilon \to \Delta$) интерференции парциальных вкладов возбуждений с различными энергиями.

1. При $qL >> \Delta/T$ фаза квазиволны $\Phi = \Phi_0 + \delta\Phi$ в сверхпроводнике близка к ее значению $\Phi_0 = qL$ в нормальном металле, и в интеграле (4) играют роль значения $\varepsilon >> \Delta$:

$$J_n = \exp\left(iqL\right)I_n,$$

$$I_n = \int_0^\infty \frac{d\varepsilon}{\mathrm{ch}^2(\varepsilon/2T)}\exp\left(iqL\left(\frac{\varepsilon}{\xi} - 1\right)\right); \qquad (5)$$

а) в окрестности критической температуры $(\Delta/T)^2 << 1/qL$ эффективные возбуждения находятся в «термической» области энергий $\varepsilon \le T$, а поправка к фазе — в области $\Delta << \varepsilon \le \Delta(qL)^{1/2}$, где выполняется условие синфазности $qL((\varepsilon/\xi) - 1) << 1$ парциальных вкладов возбуждений

$$\delta\Phi = \frac{\Delta}{4T}\sqrt{\pi qL}, \quad qL(\Delta/T)^2 << 1; \qquad (6)$$

б) при понижении температуры ($qL(\Delta/T)^2 >> 1$) условие синфазности выполняется лишь для малого числа высокоэнергетичных возбуждений, а основной вклад в поправку к фазе определяется положением точки перевала $\varepsilon_0\exp(-\pi i/6)$ в интеграле (5), где фермиевское распределение можно заменить его больцмановским пределом

$$I_n = 4\int_0^\infty d\varepsilon\exp\left(-\frac{\varepsilon}{T} + \frac{iqL\Delta^2}{2\varepsilon^2}\right), \qquad (7)$$

$$\delta\Phi = \frac{3\varepsilon_0}{4T} - \frac{\pi}{12}, \quad \varepsilon_0 = \Delta\left(\frac{qLT}{\Delta}\right)^{1/3}, \quad qL\left(\frac{\Delta}{T}\right)^2 >> 1.$$

2. При низких температурах $T/\Delta << 1/qL$ возбуждения сосредоточены вблизи границы щели и обладают аномально малыми скоростями $v << v_F$, что приводит к резкому уменьшению скорости квазиволны и соответственно к возрастанию ее фазы ($\Phi >> \Phi_0$). Как и в случае, рассмотренном в разд. 1,б), эффективные возбуждения оказываются в области «хвоста» функции распределения, а характерные значения ξ — порядка ε_0

$$J_n = 4\,e^{-\Delta/T}\int_0^\infty d\xi\left(\frac{\xi}{\varepsilon}\right)^n\exp\left(-\frac{\xi^2}{2T\Delta} + \frac{iqL\Delta}{\xi}\right),$$

$$\Phi = \frac{3\sqrt{3}}{4T\Delta}\varepsilon_0^2 - \frac{\pi}{6}n, \quad qLT/\Delta << 1. \qquad (8)$$

Полученные результаты качественно описывают данные экспериментов [5–7], в которых наблю-

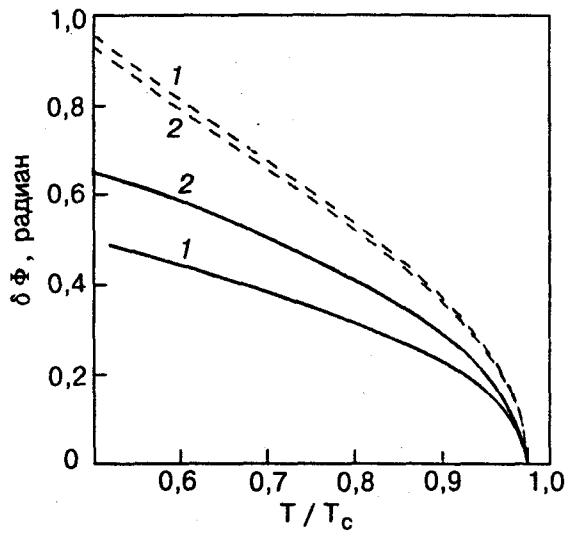

Рис. 1. Экспериментальные (——) и расчетные (– – –) зависимости фазы квазиволны от температуры в сверхпроводящем состоянии образцов Ga, $qL \approx 1{,}4$ (*1*) и Mo, $qL \approx 1{,}3$ (*2*).

далось существенное (до 50%) возрастание фазы сигнала электронного звука в сверхпроводящем состоянии при $T \to 0$, причем в окрестности T_c ее изменение пропорционально $\Delta(T)$, что согласуется с формулой (6), а при низких температурах, в соответствии с (7), (8), не обнаруживало тенденцию к насыщению даже при $T < 0{,}5T_c$, где скорость нулевого звука, рассчитанная в модели [6,7], практически уже не должна зависеть от температуры. Отметим также, что амплитуда электронного звука в Ga и Mo испытывает скачок при переходе через T_c в сторону ее уменьшения, что может свидетельствовать об исчезновении нуль-звуковой компоненты сигнала в сверхпроводящем состоянии и переходе в режим чисто баллистического переноса (квазиволны).

Для количественного сравнения результатов теории с экспериментом и выявления особенностей поведения фазы сигнала в различных асимптотических областях (6)–(8) измерения должны быть проведены на образцах возможно большей толщины, в которых выполнено условие $qL \gg 1$. Однако вследствие ограничения толщины образца, связанного с быстрым уменьшением сигнала из-за релаксационного затухания, экспериментально достижимые значения qL не превышают трех, что вызывает необходимость численного анализа температурных изменений фазы с использованием в качестве исходной общей формулы (3). Представленные на рис. 1 результаты численного расчета фазы интеграла (3) с фактором когерентности $c(\mu, z) = (\xi/\epsilon)^2$, отвечающим отклику на деформацию кристаллической решетки электронной силы f_c, формирующей упругую компоненту квазиволны, неплохо согласуются с экспериментальными данными [5–7] для Ga и Mo. Расхождение расчетных и экспериментальных результатов может быть связано с упрощенностью модели, не учитывающей изменение фазы коэффициента трансформации упругого возмущения решетки в электронную квазиволну, а также возможное влияние анизотропии электронного спектра и изменения времени релаксации на температурную зависимость фазы квазиволны.

Авторы благодарят Н. Г. Бурму и В. Д. Филя за обсуждение результатов работы.

Работа поддержана Фондом фундаментальных исследований НАН Украины и Фондом Сороса.

1. М. И. Каганов, *УФН* **145**, 507 (1985).
2. В. М. Гохфельд, М. И. Каганов, *ФНТ* **10**, 864 (1984).
3. Г. И. Ивановски, М. И. Каганов, *ЖЭТФ* **83**, 2320 (1982).
4. Е. В. Безуглый, А. В. Бойчук, Н. Г. Бурма, В. Д. Филь, *ФНТ* **21**, 633 (1995).
5. Н. Г. Бурма, Е. Ю. Дейнека, В. Д. Филь, *Письма в ЖЭТФ* **50**, 18 (1989).
6. Е. В. Безуглый, Н. Г. Бурма, Е. Ю. Дейнека, В. Д. Филь, *СФХТ* **4**, 661 (1991).
7. E. V. Bezuglyi, N. G. Burma, E. Yu. Deineka, V. D. Fil, and H. -J. Kaufmann, *J. Phys: Cond. Matter* **3**, 7687 (1991).
8. A. J. Leggett, *Progr. Theor. Phys.* **36**, 901 (1966).
9. Е. В. Безуглый, *ФНТ* **9**, 15 (1983).

High-frequency signal ballistic transfer in a . superconductor

E. V. Bezuglyi and A. V. Boichuk

The temperature dependence of ballistic transfer velocity of a high-frequency signal (a quasi-wave) in a superconductor caused by the energy dependence of electron excitation velocity is investigated theoretically. The results are in agreement with measured data on electron sound velocity in the superconducting state of Ga and Mo.