Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 7, стр. 331 – 333 *10 октября 1986 г.*

ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА НА ИЗЛУЧЕНИЕ ФОНОНОВ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.М.Гулян, Г.Ф.Жарков, Г.М.Сергоян

Предсказано наличие пульсирующих фононных потоков из "центров проскальзывания фазы", наблюдение которых могло бы подтвердить основные представления динамической теории резистивного состояния.

1. В динамическое уравнение [1 - 5] для параметра порядка Δ при $T \sim T_c$:

$$-\frac{\pi}{8T\sqrt{1+(2\tau_\epsilon|\Delta|)^2}}\left[\frac{\partial}{\partial t}+2i\varphi+2\tau_\epsilon^2\frac{\partial|\Delta|^2}{\partial t}\right]\Delta+\frac{\pi}{8T_c}D(\vec{\nabla}-2i\mathbf{A})^2\Delta+$$

$$+\left[\frac{T_c-T}{T_c}-\frac{7\zeta(3)}{8(\pi T)^2}|\Delta|^2\right]\Delta=0 \qquad (1)$$

входит время энергетической релаксации электронов τ_ϵ, которое в неравновесных условиях может зависеть от времени. Полагая, что затухание электронов по энергиям $\gamma = 2/\tau_\epsilon$ обусловлено главным образом неупругими столкновениями с реальными фононами, представим γ в виде

$$\gamma\approx\frac{7\pi\lambda\zeta(3)T^3}{(up_F)^2}+\frac{\pi\lambda}{(up_F)^2}\int_0^\infty d\omega_q\,\omega_q^2\,\delta N_{\omega_q}=\gamma_0+\delta\gamma, \qquad (2)$$

где $\delta N_{\omega_q}=N_{\omega_q}-N^0_{\omega_q}$ – неравновесная часть фононной функции распределения, u – скорость звука, λ – безразмерная константа электрон-фононного взаимодействия. Величину $\delta N_{\omega_q}(t)$ можно определить, исходя из кинетического уравнения для фононов:

$$\frac{d}{dt}(\delta N_{\omega_q})=J(N_{\omega_q})+L(N_{\omega_q}), \qquad (3)$$

где $J(N_{\omega_q})$ – интеграл столкновений фононов с электронами, явный вид которого приведен в [6], а $L(N_{\omega_q})$ – оператор, описывающий связь фононов с внешней средой (термостатом). В аппроксимации [7] он может быть представлен как

$$L(N_{\omega_q})\approx-\delta N_{\omega_q}/\tau_{es}, \qquad (4)$$

где $\tau_{es}\sim d/u$, d – характерный размер сверхпроводника. Интеграл неупругих столкновений фононов с электронами значительно упрощается в приближении "локального равновесия" между конденсатом и одноэлектронными возбуждениями. Последние в этом случае описываются функциями [1 - 5].

$$f_1(\epsilon)\equiv(1-n_\epsilon-n_{-\epsilon})\,\mathrm{sign}\,\epsilon\approx-\tau_\epsilon\frac{\partial|\Delta|}{\partial t}\frac{R_2}{N_1}\frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}+f_0(\epsilon),\quad f_0(\epsilon)=\mathrm{th}\frac{\epsilon}{2T}, \qquad (5)$$

$$f_2(\epsilon)\equiv-(n_\epsilon-n_{-\epsilon})\frac{\mathrm{sign}\,\epsilon}{N_1}\approx\frac{N_1(\partial f_0/\partial\epsilon)\varphi+\tau_\epsilon|\Delta|N_2(\partial\theta/\partial t)(\partial f_0/\partial\epsilon)}{2\tau_\epsilon|\Delta|N_2+N_1};$$

$$N_1=\mathrm{Re}\frac{\epsilon+i\gamma}{\sqrt{(\epsilon+i\gamma)^2-|\Delta|^2}},\quad N_2=-\mathrm{Im}\frac{|\Delta|}{\sqrt{(\epsilon+i\gamma)^2-|\Delta|^2}},\quad R_2=\mathrm{Re}\frac{|\Delta|}{\sqrt{(\epsilon+i\gamma)^2-|\Delta|^2}}. \qquad (6)$$

Подставляя (5) в выражение для $J(N_{\omega_q})$ [6] и учитывая, что фигурирующие в [6] величины u_ϵ и v_ϵ переходят в N_1 и R_2 соответственно, находим

$$J(N_{\omega_q}) \approx \frac{\pi\lambda}{2}\ \frac{\omega_D}{\epsilon_F}\left\{ 2\ \frac{\partial|\Delta|}{\partial t}\ \frac{\tau_\epsilon}{T} N^0_{\omega_q}\eta_1 - \delta N_{\omega_q}\eta_2 \right\}, \tag{7}$$

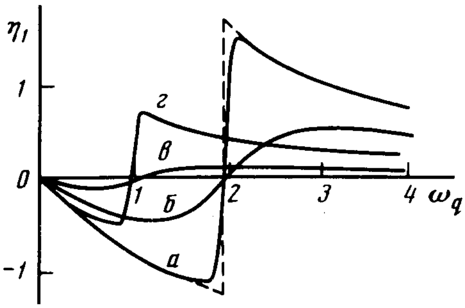
$$\eta_1 = \int_0^\infty d\epsilon\ \frac{P(\epsilon)R_2(\epsilon)}{N_1\,\mathrm{ch}^2(\epsilon/2T)} + \int_0^\infty d\epsilon Q(\epsilon)\left\{ \frac{R_2(\epsilon+\omega_q)}{N_1(\epsilon+\omega_q)\,\mathrm{ch}^2[(\epsilon+\omega_q)/2T]} - \frac{R_2(\epsilon)}{N_1(\epsilon)\,\mathrm{ch}^2(\epsilon/2T)} \right\}, \tag{8}$$

$$\eta_2 = \int_0^{\omega_q} d\epsilon P(\epsilon)\,\mathrm{th}\ \frac{\epsilon}{2T} + \int_0^{\omega_q} d\epsilon Q(\epsilon)\left(\mathrm{th}\ \frac{\epsilon+\omega_q}{2T} - \mathrm{th}\frac{\epsilon}{2T}\right), \tag{9}$$

причем

$$P(\epsilon) = N_1(\epsilon)N_1(\omega_q-\epsilon) + R_2(\epsilon)R_2(\omega_q-\epsilon),\quad Q(\epsilon) = N_1(\epsilon)N_2(\omega_q+\epsilon) - R_2(\epsilon)R_2(\omega_q+\epsilon). \tag{10}$$

Вид функции η_1 при различных параметрах сверхпроводника изображен на рисунке. В тех же условиях η_2 практически линейна: $\eta_2 \approx c\omega_q$, где $c \approx 1$.



Функция $\eta_1(\omega_q)$ при $T = 5$ и *а)* $\Delta = 1$, $\gamma_0 = 0{,}01$; *б)* $\Delta = 1$, $\gamma_0 = 0{,}3$; *в)* $\Delta = 0{,}5$, $\gamma_0 = 0{,}3$; *г)* $\Delta = 0{,}5$, $\gamma_0 = 0{,}01$. Пунктиром указан случай $\Delta = 1$, $\gamma_0 = 0$. Все величины в единицах Δ_0

Полученные соотношения позволяют найти $\delta N_{\omega_q}(t)$ и установить взаимосвязь между динамикой параметра порядка и неравновесными фононами.

2. Определим "обобщенное приближение локального равновесия" (между конденсатом, электронными возбуждениями и фононами) как приближение, в котором выполнятся условия "локального равновесия" [1-5] и считается, что характерные частоты (и волновые вектора) изменения N_{ω_q} малы по сравнению с $\lambda\omega_D T/\epsilon_F$, так что можно пренебречь левой частью уравнения (3). В этом случае для δN_{ω_q}, которое зависит от $\mathbf{r}$ и t лишь неявно (через посредство $\Delta(\mathbf{r},t)$), из (3) – (10) следует выражение, которое мы запишем в пределе $\tau_{es} \to \infty$, когда роль неравновесности фононной системы проступает наиболее существенно:

$$\delta N_{\omega_q} = \frac{\partial|\Delta|}{\partial t} N^0_{\omega_q}\ \frac{\eta_1}{\eta_2 T\gamma_0}. \tag{11}$$

Подстановка (11) в (2) дает

$$\delta\gamma \sim \frac{1}{T}\ \frac{\partial|\Delta|}{\partial t} \tag{12}$$

и поскольку характерные частоты изменения $|\Delta|$ в рассматриваемом случае малы по сравнению с γ_0 (условие применимости (1) [1-5]), то даже при $\tau_{es} \to \infty$ имеем $\delta\gamma/\gamma_0 \ll 1$. Следовательно, неравновесность фононной системы в приближении "обобщенного локального равновесия" мало влияет на поведение параметра порядка, который может описываться уравнением (1) с τ_ϵ не зависящим от времени. (Отметим, что при нарушении условий упомянутотого приближения роль фононов может возрасти, в этом случае уравнения (1), (3) должны рассматриваться совместно).

3. Рассмотрим теперь предельный случай $\tau_{es} \to 0$, при этом, согласно (4), $\delta N_{\omega_q} \to 0$. Это условие удовлетворяется, когда $d \lesssim \xi(T)$ (например, в случае сверхпроводящей пленки или нити). При этом величиной (7) определяется излучение фононов из сверхпроводника в термостат. Согласно [6], интенсивность фононного потока, излучаемого объемом $\mathcal{V}$ в спектральном

интервале $d\omega_q$, есть

$$dW_{\omega_q} = J(N^0_{\omega_q})\rho(\omega_q)d\omega_q, \quad \rho(\omega_q) = \ell^2 \omega_q^3/2\pi^2 u^3. \tag{13}$$

Как следует из (13), (7) и (1), всякое изменение модуля параметра порядка сопровождается обменом фононами между сверхпроводником и термостатом.

В качестве иллюстрации рассмотрим картину, возникающую в узких сверхпроводящих нитях или вискерах, которые находятся в резистивном состоянии. Согласно динамической модели (см., например, [8]), эти состояния характеризуются периодически-расположенными "центрами проскальзывания фазы". В области центров, имеющих пространственный масштаб $\Lambda \sim \sim \xi(T)(\gamma_0/\Delta_0(T))^{1/2}$, где Δ_0 – равновесное значение щели, модуль параметра порядка периодически обращается в нуль. Частота колебаний определяется соотношением типа джозефсоновского: $\omega = 2V$, где V – разность потенциалов, возникающая на центре.

Для вычисления спектральной зависимости фононного излучения из "центра проскальзывания фазы" в фиксированный момент времени воспользуемся выражениями (13), (7) и (8). Качественно эта зависимость подобна изображенной на рисунке; при $\omega \gg T$ излучение становится малым. Поскольку $|\Delta(t)|$ является периодической функцией времени [5], фононное излучение из активной области имеет пульсирующий характер, причем поток фононов периодически обращает свою направленность, что видно из знакопеременности множителя $\partial|\Delta|/\partial t$, входящего в (7), (13).

Заметим, что мощность фононного потока, излучаемого из единицы объема, равна $w \sim \sim (\omega_D/\epsilon_F)(\Delta^2/\gamma)(T^3/u^3)V$. Для значений $V < \gamma$ (например, $V \sim 10^2$ нановольт) при $T \sim \sim 10$ К имеем $w \sim 10^3$ Вт $\cdot$ см$^{-3}$, что на несколько порядков больше омической диссипации $p \sim V^2/\rho\Lambda^2$, где ρ – удельное сопротивление активной области с размером Λ.

Регистрация пульсирующих знакопеременных потоков является непростой задачей. Она может быть решена либо на основе методики, обладающей высоким временным разрешением, либо должен использоваться способ детектирования фононных потоков, нечувствительный к их направленности (например, основанный на эффекте фонтанирования ^{4}He [9]).

Наблюдение пространственно-модулированной и периодической во времени картины фононного излучения дало бы непосредственное подтверждение правильности современных представлений о физике резистивного состояния [8]. Большой интерес представляют в этой связи плоские пленки в резистивном состоянии, для которых характерны "линии проскальзывания фазы" [10]. Детальную информацию о форме этих линий и об их эволюции во времени можно было бы получить, наблюдая присущее им фононное излучение.

Литература

1. *Голуб А.А.* ЖЭТФ, 1976, **71**, 341.
2. *Kramer L., Watts-Tobin R.J.* Phys. Lett., 1978, **40**, 1041.
3. *Schön G., Ambegaokar V.* Phys. Rev. B., 1979, **19**, 3515.
4. *Hu C.-R.* Phys. Rev. B., 1980, **21**, 2775.
5. *Watts-Tobin R.J., Krähenbühl Y., Kramer L.* J. Low Temp. Phys., 1981, **42**, 459.
6. *Гулян А.М., Жарков Г.Ф.* Труды ФИАН, 1986, **174**, 1.
7. *Chang J.-J., Scalapino D.J.* Phys. Rev. B, 1977, **15**, 2651.
8. *Ивлев Б.И., Копнин Н.Б.* УФН, 1984, **142**, 435.
9. *Schreyer H., Dietscher W., Kinder H.* Phys. Rev. B, 1985, **31**, 1334.
10. *Лемпицкий С.В.* ЖЭТФ, 1986, **90**, 793.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Ереванский научно-исследовательский институт
физики конденсированных сред

Поступила в редакцию
17 июня 1986 г.