Таким образом описанные опыты убеждают нас в том, что мы наблюдали явление ВТР в бензоле.

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

Поступило в редакцию
18 августа 1967 г.

Литература

[1] И.Л.Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., Изд-во "Наука", 1965.
[2] R.Y.Chiao, C.H.Townes, B.P.Stoicheff. Phys. Rev. Lett., 12, 552, 1964.
[3] Д.И.Маш, В.В.Морозов, В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. Письма ЖЭТФ, 2, 41 1965.
[4] Г.И.Зайцев, Ю.И.Кызыласов, В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. Письма ЖЭТФ, 6, 505, 1967.

---

* Рассматриваются плоские волны, процесс считается стационарным, длительность импульса значительно больше времени установления температуры. В случае, когда в среде может распространяться второй звук, решения получаются другие, аналогичные решениям для обычного ВРМБ.

** При выполнении этой работы наблюдались некоторые побочные явления, которые теперь продолжают изучаться.

О СОПРОТИВЛЕНИИ ТОНКОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ НИТИ С ТОКОМ

В.В.Шмидт

1. Влияние флуктуаций температуры на размазанность сверхпроводящего перехода по току было отмечено Пиппардом [1]. В недавних работах [2,3] эта проблема рассматривается для тонкой нити и тонкой пленки. Во всех этих работах предполагается, что диссипация энергии возникает только тогда, когда в результате флуктуации какой-то микроскопический объем сверхпроводника перейдет в нормальное состояние. В свете идей, высказанных в [4], это представляется неправильным – по-видимому возможна такая ситуация, когда одновременно сосуществуют и сверхпроводящий конденсат и электрическое поле,

Рассматривается задача о сопротивлении тонкой сверхпроводящей нити с током без магнитного поля при учете флуктуаций температуры.

2. Рассмотрим сперва переход по току в тонкой сверхпроводящей нити без учета флуктуаций. Будет показано, что даже при токе $j > j_c$ со-

противление нити не восстанавливается до нормального (при условии идеального теплоотвода). Несмотря на грубость проводимого расчета можно полагать, что его результаты можно приложить к задаче о флуктуационном сопротивлении нити. Строгое решение задачи о переходе по току тонкой нити из сверхпроводящего состояния в нормальное требует, конечно, отдельного рассмотрения с привлечением методов микротеории.

Рассматривается тонкая нить с радиусом $r \ll \delta_0/\kappa$, $\delta_0(T)$ – глубина проникновения слабого магнитного поля, κ – постоянная теории Гинзбурга - Ландау [5]. Все условия, необходимые для применимости теории [5], предполагаются выполненными.

Какие процессы возникнут в тонкой сверхпроводящей нити, если внешним источником увеличить плотность тока в ней больше j_c? При $j = j_c$ все еще $F_s < F_n$, где F_s и F_n – плотности свободной энергии в сверхпроводящем и нормальном состояниях. Поэтому фазового перехода в обычном понимании этого слова при $j = j_c$ происходить не должно. Однако перенос электрического потока только с помощью сверхпроводящих электронов невозможен, так как их для этого нехватает [5,6]. Используем теперь идею о механизме диссипации энергии в переходной области около сердцевины абрикосовского вихря, данную в [4], перенеся ее на случай тонкой сверхпроводящей нити.

При $j > j_c$ в нити возникает электрическое поле E, в котором конденсат ускоряется в течение времени релаксации сверхпроводящего состояния τ от скорости v_d (соответствующей критическому току j_c) до скорости $v_d + (eE/m)\tau$. По истечении этого времени куперовские пары, образующие конденсат, распадаются на отдельные электроны, которые, релаксируя с решеткой, замедляются до скорости меньшей v_d. После этого они снова спариваются и падают в конденсат (поскольку $F_s < F_n$) и весь процесс начинается сначала. Имея в виду эту картину и учитывая существование нормальной компоненты электронной жидкости, легко получить выражение для эффективного удельного сопротивления нити при $j > j_c$:

$$R = \sigma^{-1}(1 - j_c/j), \qquad (1)$$

где $\sigma = \sigma_n + (c^2\tau/6\pi\delta_0^2)$, σ_n – проводимость в нормальном состоянии. Таким образом, восстановление сопротивления тонкой нити при $j > j_c$ должно происходить не скачком при $j = j_c$, а медленно и монотонно. Это, конечно, справедливо лишь при условии идеального теплоотвода. Проведенные рассуждения справедливы и для случая тонкой пленки. Растянутость перехода по току в тонких пленках наблюдается экспериментально (см. [7]).

3. Учтем теперь влияние флуктуаций температуры. Рассмотрим сперва случай $j < j_c$. Пусть в некотором месте нити температура флуктуационно повысилась. В результате плотность сверхпроводящих электронов $|\psi|^2$ в этом месте уменьшится. Если она уменьшится ниже некоторой пороговой (для данного тока j) величины, то согласно п.2 в этом месте нити возникает электрическое поле и начнется диссипация энергии. Таким образом, в нашем случае для начала диссипации вовсе

не требуется, чтобы ψ в результате флуктуации обратилась в нуль. Иными словами – появляется локальное флуктуационное сопротивление $R_л$, определяемое формулой (1), в которой j_c уже определяется локально возросшей температурой.

Для определения эффективного удельного сопротивления R нужно случайную величину $R_л$ усреднить с помощью функции распределения для флуктуаций. Расчет показал, что флуктуации ψ распределены нормально с дисперсией

$$D = \frac{m\delta_0}{2\sqrt{3}\hbar^2 S\kappa} \cdot \frac{kT}{\sqrt{C_v/\Delta C}}, \tag{2}$$

здесь S – площадь поперечного сечения нити, k – постоянная Больцмана, C_v – удельная теплоемкость, ΔC – скачок теплоемкости при фазовом переходе второго рода при критической температуре T_c.

Усреднение по этой функции распределения дает плавное возрастание R по мере увеличения j (причем $j < j_c$). Область вблизи j_c, где роль флуктуаций существенна, определяется формулой (считаем $C_v \sim \Delta C$)

$$\frac{j_c - j}{j_c} \sim 60 \frac{k e^2}{(\hbar c)^2} \frac{\delta_0^3 T}{\kappa S}. \tag{3}$$

При $j = j_c$ эффективное сопротивление оказывается равным

$$R \sim \frac{1}{\sigma} \frac{3e}{\hbar c} \frac{\delta_0^{3/2}\sqrt{kT}}{\sqrt{\kappa S}}.$$

Если $T \sim 10°$K, $\kappa \sim 1$, $\delta_0 \sim 10^{-5}$ *см*, $S \sim 10^{-12}$ *см*^{2}, то $(j_c - j)/j_c \sim 10^{-2}$, а $R(j_c) \sim 3 \cdot 10^{-2}\, \sigma^{-1}$.

В случае $j > j_c$ на сопротивление, даваемое формулой (1), будет накладываться еще добавок за счет флуктуаций температуры. Это дополнительное сопротивление быстро уменьшается с увеличением $j - j_c$.

Область токов, где оно существенно, определяется формулой

$$\frac{j - j_c}{j_c} \sim \frac{10\, e}{\hbar c} \frac{\sqrt{\kappa S}}{\delta_0^{3/2}\sqrt{kT}}.$$

При тех же характеристиках нити получим $(j - j_c)/j_c \sim 0{,}1$.

Институт металлургии
им. А.А.Байкова
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
6 июля 1967 г.

Литература

[1] A.B.Pippard. Proc. Roy. Soc., 203A, 210, 1950.
[2] W.A.Little. Abstracts of LT10, p.93, 1966.
[3] R.D.Parks, R.P.Groff. Phys. Rev. Lett., 18, 342, 1967.

[4] J.Bardeen, M.Stephen. Phys. Rev., **140**, A 1197, 1965.
[5] В.Л.Гинзбург, Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, **20**, 1064, 1950.
[6] J.Bardeen. Revs. Mod. Phys., **34**, 667, 1962.
[7] J.W.Bremer, V.L.Newhous. Phys. Rev., **116**, 309, 1959.