

РЕЗИСТИВНЫЙ ДОМЕН В СВЕРХПРОВОДНИКАХ ВТОРОГО РОДА

А.Вл.Гуревич, Р.Г.Мици

Показано, что в сверхпроводниках второго рода при наличии транспортного тока могут существовать бегущие домены с конечным сопротивлением. Предложен эксперимент, в котором этот эффект приводит к генерации переменных электрического поля и тока.

Структура и движение границы раздела нормальной и сверхпроводящей фаз в сверхпроводниках второго рода с транспортным током неоднократно рассматривались в литературе (см., например [1]). Вопрос же о существовании и устойчивости в тех же условиях нормальных областей конечного размера практически не исследован. В настоящей работе мы покажем, что в сверхпроводящей фазе возможно существование бегущих резистивных доменов – солитонов, обладающих конечным сопротивлением.

Рассмотрим образец с током I вдоль оси x . Распределение в нем сверхпроводящей ($T < T_1$) и резистивной ($T > T_1$) фаз определяется температурой $T(x, y, z)$ и плотностью тока j (T_1 находится из уравне-

ния $j = j_c(T_1)$, где j_c – плотность критического тока, обусловленная пиннингом). Пусть коэффициент теплоотдачи в охладитель $h(T)$, теплопроводность κ , площадь A и периметр P поперечного сечения таковы, что $hA/P\kappa \ll 1$. Тогда температура в плоскости yz практически постоянна и задача о распределении фаз является одномерной.

Для интересующих нас автомодельных решений ($T = T(x - vt)$) уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{d}{dx} \kappa \frac{dT}{dx} + (\nu v - q) \frac{dT}{dx} + Q - W = 0, \quad (1)$$

где ν – теплоемкость, Q – удельное тепловыделение, W – теплоотвод ($W = h(T)(T - T_0)P/A$), T_0 – температура охладителя, слагаемое $q \frac{dT}{dx}$ обусловлено термоэлектрическим эффектом (эффект Томсона [2]). Выражения для Q и q можно представить как:

$$Q = \frac{j^2}{\sigma} \eta, \quad q = j \eta^2 \Pi \quad (2)$$

$$\eta(T) = \begin{cases} 0, & T < T_1 \\ 1 - j_c/|j|, & T > T_1 \end{cases}, \quad (3)$$

где σ – проводимость в режиме течения магнитного потока, Π – термоэлектрическая константа Томсона [2]. Функция η определяет в каком состоянии – сверхпроводящем, резистивном или нормальном находится образец. В дальнейшем мы будем считать, что $Q \gg q \frac{dT}{dx}$.

Это условие всегда выполняется при реальном соотношении параметров.

Уравнение (1) имеет вид уравнения движения "частицы" в потенциальном поле – $S(T) = \int_{T_0}^T (Q - W) \kappa dT$ при наличии силы трения $(\nu v - q) \times \frac{dT}{dx}$. Вид $S(T)$ для разных j показан на рис. 1. Если $j > j_p$, то в системе, очевидно, существуют солитонные решения. Считая томсоновское тепло малым возмущением, нетрудно получить соответствующие распределение температур и скорость v :

$$|x| = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{T_1}^{T_m} \frac{\kappa dT}{T S^{1/2}}, \quad v = \frac{\int_{T_1}^{T_m} \frac{q S^{1/2}}{\kappa} dT}{\int_{T_0}^{T_m} \frac{\nu S^{1/2}}{\kappa} dT}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что такой резистивный домен ($T_m > T_1$) при $q = 0$ является статическим, а при $q \neq 0$ – бегущим. Отметим здесь, что как

легко показать, учет эффекта Томсона приводит к асимметрии в скорости границы раздела нормальной и сверхпроводящей фаз вдоль (v_+) и против (v_-) тока, причем $v_+ - v_- = 2v$. Этот эффект был обнаружен экспериментально в работе [3].

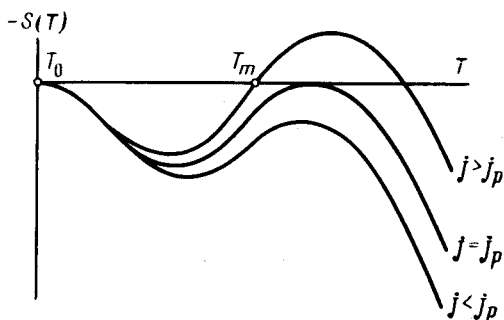


Рис. 1

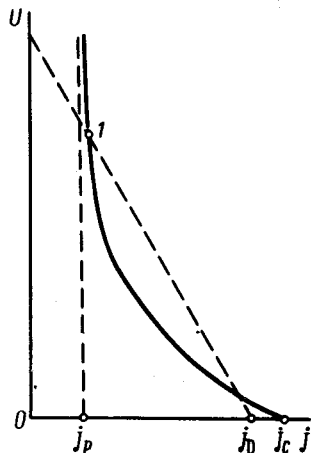


Рис. 2

Рассмотрим теперь вольт-амперную характеристику $U = U(j)$ образца с резистивным доменом. Используя (4) получим

$$U = \sqrt{2} \int_{T_1}^{T_m} \frac{\kappa}{\sigma} (j - j_c) \frac{dT}{S^{1/2}} \quad (5)$$

Качественный вид $U(j)$ показан на рис. 2 сплошной линией. Падающий характер $U(j)$ означает, что такой домен в режиме фиксированного тока неустойчив. Устойчивость может быть обеспечена в режиме заданного напряжения, либо включением параллельно образцу шунта с сопротивлением r . Во втором случае ток через сверхпроводник определяется решением уравнения $r(I_0 - I) = U(I)$, для которого $r < |dU/dI|$ (точка 1 на рис. 2), где $I_0 = \tilde{A} j_0$ — ток во внешней цепи.

Наличие бегущих резистивных доменов позволяет использовать этот эффект для генерации колебаний напряжения и тока с частотой $\omega = 2\pi v/L$, где L — длина образца. Существенно, что для образования домена необходима "затравочная" флуктуация $\delta T \sim T_1 - T_0$. Возможная схема эксперимента показана на рис. 3.

Образец разделяется на область 1, где $j > j_p$ и область 2, где $j < j_p$ (это может быть, например, обеспечено разным теплопроводом h_1 и h_2 в областях 1 и 2 соответственно). Как видно из рис. 1, домен тогда может существовать лишь в области 1, попав в более "холодную" область 2, он рассасывается. Для формирования домена на активном участке a (см. рис. 3) создается локальное понижение критического тока $\tilde{j}_c \tilde{A} < j_c A$ (например, с помощью уменьшения сечения $\tilde{A} < A$). Выберем теперь I_0 и $\tilde{j}_c(T_0)$, так, чтобы выполнялись неравенства $I_0 > \tilde{A} \tilde{j}_c(T_0)$ и $I < \tilde{A} \tilde{j}_c(T_0)$, где I — решение уравнения $r(I_0 - I) = U(I)$. Тогда при отсутствии домена в образце участок a в силу первого неравенства

начнет разогреваться, что создаст необходимую затравку для формирования домена. После образования домена ток I , очевидно, устанавливается таким, что активный участок в силу второго неравенства "гаснет". За пролетное время $t_0 = L/v$ домен попадает в область 2, где он исчезает, после чего ток I возрастает до I_0 и весь процесс повторяется.

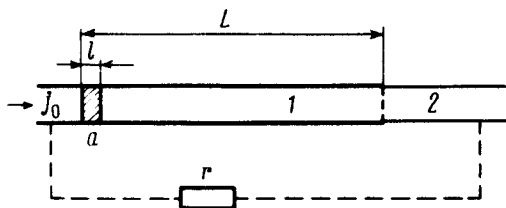


Рис. 3

Такой автоколебательный режим можно реализовать, если домен не захватывается неоднородностями, связанными с наличием активного участка a и границы раздела областей 1 и 2. Следуя работе [4], можно показать, что при $A = \text{const}$, $\tilde{j}_c < j_c$ и разных теплоотводах h_1 и h_2 ($h_1 < h_2$) локализация домена невозможна, если

$$\frac{j_c(T_0) - j_0}{j_c(T_0) - \tilde{j}_c(T_0)} \lesssim \frac{j_c^2(T_0) l}{(T_c - T_0) \sigma} \sqrt{\frac{A}{h_1 \kappa P}}, \quad r > r_c \approx \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{\kappa}{A P h_1}} \quad (6)$$

где l — длина активного участка, T_c — критическая температура.

В эксперименте для предотвращения скачков магнитного потока [5] и увеличения тем самым транспортного тока обычно удобнее работать со сверхпроводником, покрытым слоем нормального металла с толщиной порядка A/P . Тогда при характерных значениях параметров $\sigma \approx \sigma_n$, $\kappa \approx \kappa_n$, $v = x_n v_n + x_s v_s$, x_s и x_n — относительные концентрации сверхпроводника (s) и нормального металла (n) ($x_s + x_n = 1$), а $q \approx q_n = j T^d / dT (a_n \eta)$, где a_n связано с Π_n соотношением $\Pi_n = T^d a_n / dT$ [2].

Оценим теперь скорость движения резистивных доменов, величину r_c и j_0 . Взяв $v \sim 10^4$ эрг/см³·К, $j \sim j_c \sim 5 \cdot 10^4$ А/см², $\Pi_n \sim 10^{-7}$ В/К и $T \sim T_c \sim 10$ К получим $v \sim 10$ см/сек. Эта оценка хорошо согласуется с асимметрией в скорости распространения нормальной фазы, обнаруженной в [3]. При $\sigma_n \sim 10^{20}$ сек⁻¹, $\kappa_n \sim 10^8$ эрг/см·сек·К, $h \sim 10^7$ эрг/сек·см²·К, $l \lesssim A/P \sim 0,1$ см величина $r_c \sim 10^{-6}$ Ом, характерная длина домена $l_0 = \sqrt{A \kappa / h P} \sim 1$ см, а $j_c(T_0) - j_0 \lesssim 0,1 j_c(T_0)$.

Отметим еще, что резистивные солитоны, аналогичные рассмотренным, могут существовать и в тонких сверхпроводящих пленках, где j_c обусловлен критической скоростью [6].

Литература

- [1] B.I.Maddok, G.V.James, W.T.Norris. Cryogenics, 9, 261, 1969.
 - [2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., 1957.
 - [3] R.V.Carlson, W.C.Overton. IEEE Trans. Magn., 15, 343, 1979.
 - [4] Р.Г.Минц. ДАН СССР, 248, 352, 1979.
 - [5] Р.Г.Минц. А.Л.Рахманов. УФН, 121, 499, 1977.
 - [6] В.Л.Гинзбург. ДАН СССР, 118, 464, 1958.
-