

## ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ДОМЕНЫ В ПЛЕНКАХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

*А.Ф. Волков, Ш.М. Коган*

Показано, что в тонких пленках сверхпроводников из-за выделения джоулева тепла могут возникать температурные домены. Найдены возможные типы доменов, их форма и вольт-амперная характеристика пленки с учетом образования в ней домена.

Рассмотрим тонкую пленку сверхпроводника на диэлектрической подложке. Уравнение теплопроводности в пленке имеет вид

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \rho(T, j) j^2 - \frac{H}{b} (T - T_0) . \quad (1)$$

если выполнены условия  $H \ll \kappa/b$ ,  $\kappa_{II}/\omega$ . Здесь  $C$ ,  $\kappa$  и  $\rho$  – теплоемкость, теплопроводность и сопротивление пленки,  $b$  и  $\omega$  – ее толщина и ширина,  $H(T - T_0)$  – тепловой поток в подложку, температура которой  $T_0$  не зависит от координат,  $\kappa_{II}$  – теплопроводность подложки.

Примем феноменологическую модель, в которой  $\rho$  является ступенчатой функцией температуры:  $\rho = \rho_n \Theta[T - T_c(j)]$ , где  $\rho_n$  – сопротивление в нормальном состоянии. Зависимость  $T_c(j)$  от  $j$  определяется, как мы предположим, выражением

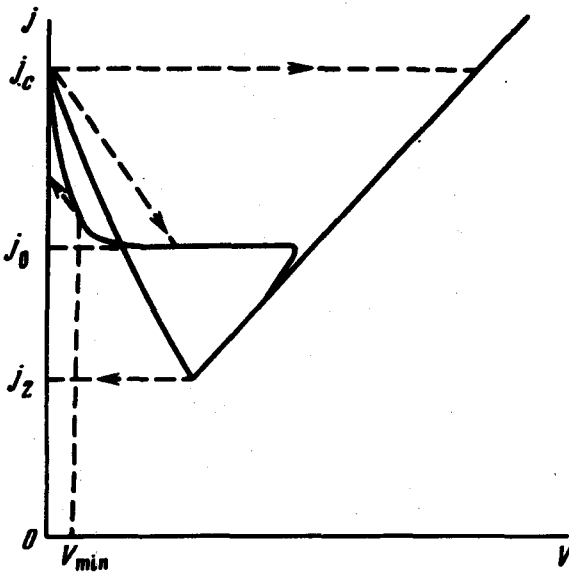
$$T_c(j) = T_c [1 - (j/j_c)^{2/3}], \quad (2)$$

вытекающим из теории Гинзбурга – Ландау.

Уравнение для температуры при однородном ее распределении

$$T - T_0 = b \rho(T, j) j^2 / H \quad (3)$$

имеет при  $T_0 < T_c$ , вообще говоря, три корня. Наименьшему ( $T_0$ ) отвечает  $\rho = 0$ , а наибольшему  $T_2 = T_0 + b\rho_n j^2 / H$  соответствует  $\rho = \rho_n$ .



ВАХ пленки сверхпроводника при однородном распределении температуры (жирная линия) и пленки с температурным доменом (тонкая линия). Горизонтальные пунктирные линии со стрелками показывают перекоки при большом нагрузочном сопротивлении, наклонные – при малой нагрузке

Поле в пленке, отвечающее среднему корню  $T_1 = T_c(j)$ , найдем, выразив  $\rho(T, j)$  из (3) и используя (2):

$$E = H [T_c(j) - T_0] / bj = \rho_n j_c (\tau - i^{2/3}) / qi, \quad (4)$$

где  $i = j/j_c$ ,  $\tau = 1 - T_0/T_c$ ,  $q = \rho_n b j_c^2 / HT_c$ . Таким образом, вольт-амперная характеристика (ВАХ) при однородном распределении температуры имеет N-образный вид [1], показанный на рисунке. Минимальный ток на падающем участке,  $j_2$ , определяется из условия  $T_2 = T_c(j_2)$  или, что то же самое, из условия  $E = \rho_n j_2$ , которое с учетом (4) принимает вид:  $qi_2^2 + i_2^{2/3} - \tau = 0$ . Отсюда следует, что N-образность ВАХ достаточно отчетливо выражена, т. е. ток  $i_2$  заметно ниже критического  $\tau^{3/2}$ , если  $qr^2 \gg 1$ .

Из уравнения (1) и вида ВАХ следует, что пленка сверхпроводника ведет себя аналогично полупроводнику с  $N$ -образной или  $S$ -образной ВАХ [2]. Именно, при заданном токе пленка переходит в нормальное состояние при  $j = j_c$  и обратно в сверхпроводящее при  $j = j_2$  (горизонтальные пунктирные линии со стрелками на рисунке). Если же задано напряжение (сопротивление нагрузки  $R_{ext}$  достаточно мало), то однородное распределение температуры на падающем участке ВАХ неустойчиво и в пленке возникает неподвижный температурный домен. Возможные типы доменов и их форму определим из (1), положив  $dT/dx = 0$ . Анализ (аналогичный анализу уравнений, например, для ганновских доменов) показывает, что существует такое значение плотности тока  $j_0$ , при котором имеет место "равновесие" сверхпроводящего и нормального участков пленки, каждый из которых значительно больше характерной длины  $l_T = (\kappa b / \rho_n H)^{1/2}$ . При этом сверхпроводящий участок находится при температуре  $T_0$ , а нормальный – при  $T_2(j_0)$ . Плотность тока  $j_0$  удовлетворяет уравнению

$$\int_{T_0}^{T_2(j_0)} [j^2 \rho(\eta) - H(\eta - T_0)/b] d\eta = 0$$

и неравенствам  $j_2 < j_0 < j_c$ .

При  $j > j_0$  возможно распределение температуры в виде узкого домена повышенной температуры (нормального) в пленке с  $T = T_0$ , а при  $j < j_0$  – домена пониженной температуры (сверхпроводящего) в пленке с  $T = T_2(j)$ . При  $j \rightarrow j_0$  эти домены неограниченно расширяются.

В рассматриваемой модели форма домена и форма ВАХ с доменом находятся в явном виде. Для нормального домена имеем:

$$\frac{T - T_0}{T_0} = \begin{cases} qi^2 - i [2q(i^2q/2 + i^{2/3} - \tau)]^{1/2} \operatorname{ch}\left(\frac{x}{l_T}\right) & |x| < x_c \\ (\tau - i^{2/3}) \exp[(x_c - |x|)/l_T] & |x| > x_c \end{cases}$$

Здесь  $x_c$  – половина размера нормальной области, т. е. расстояние от вершины домена до точки, в которой  $T = T_c(j)$ . Оно равно

$$x_c = l_T \operatorname{arccch} \frac{qi^2 + i^{2/3} - \tau}{i [2q(qi^2/2 + i^{2/3} - \tau)]^{1/2}} \quad (5)$$

Видно, что  $x_c$  и, следовательно, ширина домена растут как  $\ln |j - j_0|$  при приближении  $j$  к  $j_0$ , при котором знаменатель в (5) обращается в нуль.

Так как вклад в сопротивление пленки вносит только нормальный участок шириной  $2x_c$ , то ВАХ пленки с нормальным доменом имеет вид:  $V = 2\rho_n j x_c(j)$ . Строго говоря, это выражение справедливо, когда домен не близок к контактам. В противном случае необходим учет граничных условий. При определенных граничных условиях (например,  $dT/dx = 0$  на контактах) ВАХ с доменом может быть получена аналогич-

но тому, как это сделано в случае полупроводников [3, 4]. Она изображена на рисунке. В случае гантелеобразной формы пленки разумно ожидать появления нормального домена в середине ее, сверхпроводящие же домены должны возникать на границе и, поскольку в этом случае существенны краевые эффекты, существование таких доменов (и участка ВАХ при  $j < j_0$ ) не столь очевидно (в эффекте Ганна домены пониженного поля не наблюдались, хотя их возможность и следует из модельных уравнений).

Таким образом, если  $R_{ext}$  меньше нормального сопротивления пленки, то при  $j = j_c(T_0)$  произойдет скачок с вертикального участка ВАХ (наклонная пунктирная линия со стрелкой) и в пленке возникнет нормальный домен. При уменьшении напряжения ток практически меняться не будет (широкий домен сужается), оставаясь равным  $I_0 = j_0 S$ , где  $S$  — площадь сечения пленки, пока напряжение не уменьшится до  $V_{min}$ , которое при  $R_{ext} \gg R_d = \rho_n l_T / S$  равно

$$V_{min} = I_0 R_d \ln \left[ (R_{ext} / R_d) / 2 \left( 1 + \frac{2}{3} q^{-1} i_0^{-4/3} \right) \right].$$

При  $V_{min}$  произойдет срыв на вертикаль (рисунок). Именно такая ВАХ наблюдалась в [5]. Оценки для пленки Sn [5] при  $H \approx 2 \text{ вт/см}^2 \cdot \text{град}$  [6],  $\kappa = (\pi^2/3) \sigma (k^2 T / l^2)$ ,  $\sigma_{\square} \sim 5 \text{ ом}^{-1}$ ,  $l_c \sim 0,1 \text{ а}$ ,  $T = 2^\circ \text{К}$ ,  $w \sim 0,1 \text{ мм}$  и длине в несколько раз большей  $w$  дают:  $l_T \sim 3 \text{ мкм}$ ,  $q r^2 \sim 0,3 \div 1$ .

Вблизи критической температуры, когда  $\xi \sim l_T$  при малых напряжениях можно, в принципе, наблюдать эффект Джозефсона в однородной пленке: температурный домен является  $N$ -слоем.

Отметим, что гистерезис ВАХ, в принципе, может быть обусловлен и нетепловым механизмом [7, 8]. По-видимому, времена установления стационарной ВАХ в этом случае будут значительно более короткими по сравнению с тепловыми временами.

Авторы благодарны Ю.Я.Дивину, Ф.Я.Надю, О.Ю.Полянскому за полезную информацию о тепловых эффектах в пленках сверхпроводников.

Институт радиотехники и электроники  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
23 октября 1973 г.

### Литература

- [1] J. W. Bremer, V. L. Newhouse. Phys. Rev., 116, 309, 1959.
- [2] А.Ф. Волков, Ш.М.Коган. УФН, 96, 634, 1968.
- [3] Ш.М.Коган. Докторская диссертация, ИРЭ АН СССР, М., 1969 г.
- [4] Ф.Г.Басс, В.С.Бочков, Ю.Г.Гуревич. ФТП, 7, 3, 1973.
- [5] И.И.Еру, С.А.Песковацкий, А.В.Поладич. ФТТ, 15, 1599, 1973.
- [6] A. P. Dorey. Cryogenics. 5, 146, 1965.
- [7] Л.П.Горьков. Письма в ЖЭТФ, 11, 52, 1970.
- [8] И.О.Кулик. ЖЭТФ, 59, 584, 1970.