

## ТЕМПЕРАТУРНО-ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДОМЕНЫ В МЕТАЛЛАХ

Г.И.Абрамов, А.Вл.Гуревич, В.М.Дзугутов,  
Р.Г.Минц, Л.М.Фишер.

Экспериментально и теоретически обнаружены и исследованы температурно-электрические домены в металлах с током при свободной конвекции охлаждающего газа. Показано, что существуют домены двух типов – низкотемпературные и высокотемпературные.

При больших плотностях тока  $j$  в нормальных металлах возможно возникновение пространственно-неоднородных состояний – температурно-электрических доменов (см., например, <sup>1</sup>). Экспериментально такие домены наблюдались в условиях, когда в качестве охлаждающей среды использовалась кипящая жидкость <sup>2-3</sup>. Образование домена в этом случае связано с особенностями мощности теплоотвода  $W = W(T)$  как функции температуры  $T$  (наличие кризиса кипения, в окрестности которого  $\frac{dW}{dT} < 0$ ). В настоящей работе обнару-

жены и исследованы температурно-электрические домены, возникающие вследствие характерной для металлов температурной зависимости удельного сопротивления  $\rho = \rho(T)$ . При измерениях образец помещался в газовую среду, передача тепла осуществлялась свободной конвекцией, при которой  $W(T)$  – монотонная функция.

Эксперименты выполнялись на цилиндрических образцах алюминия с  $\rho(300\text{ К})/\rho(4,2\text{ К}) \cong 10^4$ . Диаметр проводников  $d$  составлял  $0,1 \div 1,0$  мм, а длина  $L$  менялась от 60 до 300 мм. Образцы размещались в металлическом или стеклянном криостате, погруженном в ванну с жидким гелием или азотом. Теплообмен между ванной и образцом осуществлялся газообразным гелием, температура которого  $T_0$  контролировалась с помощью термодпары и в гелиевом эксперименте не превышала 4,5 К, а в азотном – 78 К. Кроме того, были выполнены эксперименты, где образец охлаждался окружающим воздухом ( $T_0 \cong 300\text{ К}$ ).

Исследуемый проводник подключался к источнику стабилизированного напряжения (нестабильность не хуже  $10^{-4}$ ), обеспечивающему линейное во времени увеличение напряжения на образце. Для измерения падения напряжения  $U$  на всем проводнике и на отдельных его участках  $U_i$  к образцу подсоединялись потенциальные контакты. Одновременно производились записи тока в образце  $I$ ,  $U$  и  $U_i$ .

Рассмотрим основные экспериментальные результаты, полученные при гелиевой температуре. На рис. 1 показана зависимость  $I = I(U)$  для образца  $d = 0,1$  мм,  $L = 156$  мм. Вначале  $I(U)$  возрастает линейно, затем его рост заметно уменьшается и при  $U > U^*$  ток резко па-

дает. При дальнейшем увеличении  $U$  ток продолжает уменьшаться, асимптотически приближаясь к постоянному значению  $I_p$ . Обратное уменьшение  $U$  приводит к гистерезису, зависящему от  $L$ .

При  $U < U^*$  падение напряжений на участках образца пропорционально их длине. Если же  $U > U^*$ , то одна из величин  $U_i$  резко возрастает, а остальные  $U_i$  падают, что свидетельствует об образовании электрического домена (для  $d = 0,1$  мм и  $L = 156$  мм электрическое поле в домене по крайней мере в 25 раз больше, чем в остальной части образца). Среднюю температуру  $T = T^*$  проводника без домена при  $I = I^*$  и  $U = U^*$  можно оценить с помощью известной зависимости  $\rho = \rho(T)$  для Al, что дает  $T^* = 30$  К.

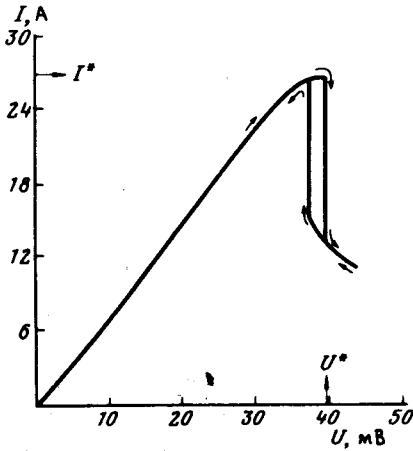


Рис. 1

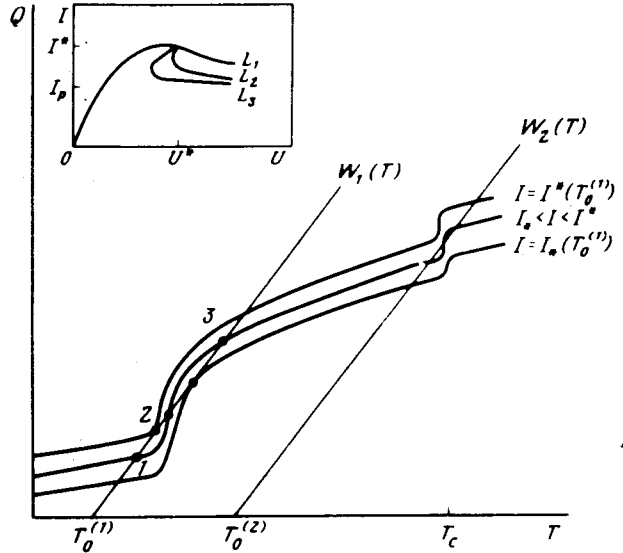


Рис. 2

Рис.1. Зависимость  $I = I(U)$  в образце Al с  $d = 0,1$  мм,  $L = 156$  мм при  $T_0 = 4,5$ ;  $\rightarrow$  – увеличение напряжения,  $\leftarrow$  – снижение напряжения.

Рис.2. Зависимость  $Q = Q(T)$ ,  $W = W(T)$  при различных  $T_0$  и  $j$ ; на врезке показан характерный вид вольтамперной характеристики образца с температурно-электрическим доменом ( $L_1 < L_2 < L_3$ )

В опытах при  $T_0 = 78$  и  $300$  К были обнаружены домены другого типа. Здесь образование домена можно было зафиксировать визуально по появлению раскаленного участка проводника ( для  $T_0 = 300$  К,  $d = 1$  мм,  $L = 237$  мм,  $I = 33,7$  А длина такого участка составляла около  $50$  мм ). Соответствующие зависимости  $I(U)$  и  $U_i(U)$  качественно подобны описанным выше.

Опыты, в которых образец охлаждался окружающим воздухом, показали, что часть домена находится в жидком состоянии ( в нее, например, легко проникает медный щуп ). Сохранность расплавленного участка проводника, расположенного горизонтально, обеспечивается наличием своеобразного „чулка” из оксидной пленки. Были измерены также напряженности электрического поля внутри и вне домена. Для образца  $d = 1$  мм,  $L = 237$  мм и  $I = 33,7$  А эти величины составляли соответственно  $111$  мВ/см и  $34$  мВ/см.

При вертикальном расположении проводника домен двигался снизу вверх со скоростью  $v = 0,43$  мм/с, изменение полярности тока увеличивало  $v$  до  $0,63$  мм/с. Зависимость  $v$  от направления тока связана, по-видимому, с термоэлектрическим эффектом <sup>4</sup>.

Рассмотрим физические причины возникновения стационарного теплового домена. В бесконечном образце такой домен может существовать, если для однородных состояний условие баланса тепла  $Q(T) = W(T)$  выполняется при двух и более значениях температур ( $Q =$

$= \rho(T)j^2$ ). При свободной конвекции  $W(T) \sim (T - T_0)^\alpha$  — монотонная функция  $T$  ( $\alpha \sim 1$ ), поэтому домен возникает лишь в случае достаточно резких изменений  $\rho(T)$ . Такая ситуация является характерной для металлов: в чистых металлах — при переходе от гелиевых к азотным температурам, в металлах и сплавах — при различных фазовых превращениях, в частности, при плавлении. Эта ситуация иллюстрируется на рис.2, где изображены функции  $Q(T)$  и  $W(T)$  для последовательно изменяющихся  $T_0$  и  $j$  ( $T_c$  — температура плавления).

Рассмотрим более подробно низкотемпературную область на рис.2. В интервале  $I_*(T_0^{(1)}) < I < I_*(T_0^{(2)})$  могут возникать два устойчивых однородных состояния  $T = T_1$  и  $T = T_3$ , соответствующих точкам 1 и 3. Если же  $I > I_*$ , то состояние  $T = T_1$  исчезает и при фиксированном  $I$  система должна перейти в состояние  $T = T_3$ . В режиме фиксированного напряжения такой переход невозможен, поскольку он приводит к сильному повышению  $I$  и уменьшению тока ниже  $I_*$ . В результате, в высокотемпературное состояние переходит только часть образца, т.е. образуется домен.

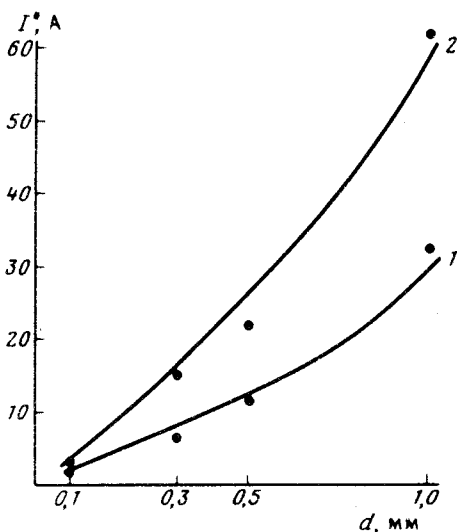


Рис.3. Зависимость  $I^*$  от  $d$  при различных условиях охлаждения: 1) охлаждение окружающим воздухом ( $T_0 = 300$  К), 2) охлаждение газообразным гелием ( $T_0 = 78$  К); • — данные эксперимента, кривые — результат расчета

Ток  $I^*$ , при котором возникает домен, находится из уравнения:

$$j^{*2} \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_{T_1} = \left. \frac{\partial W}{\partial T} \right|_{T_1} \quad (1)$$

Отметим, что соотношение (1) в данном случае не является условием тепловой неустойчивости, т.е. условием потери устойчивости однородного состояния  $T = T_1$ . Для высокотемпературного домена имеем:

$$j^* = \sqrt{\frac{W(T_c)}{\rho_s(T_c)}}, \quad (2)$$

где  $\rho_s$  — удельное сопротивление твердой фазы. При свободной конвекции  $W(T) \sim d^{3\eta-2} (T - T_0)^{1+\eta}$ , где  $\eta = 0,125 \div 0,133^5$ , поэтому ток  $I^*$  связан с  $d$  и  $T_0$  соотношением:

$$I^* \sim d^{1+1,5\eta} (T_c - T_0)^{\frac{1}{2}(1+\eta)}.$$

На рис.3 изображена зависимость  $I^*$  от  $d$  для различных  $T_0$ . Зная функции  $\kappa = \kappa(T)$ ,  $\rho = \rho(T)$  и  $W = W(T)$  ( $\kappa$  — теплопроводность), нетрудно также, исходя из уравнения теплопроводности, рассчитать вольт-амперную характеристику образца с температурно-электрическим доменом. Соответствующий расчет хорошо согласуется с полученными экспериментальными данными как качественно (см. врезку на рис.2), так и количественно.

Отметим еще, что в ряде полуметаллов (висмут, сурьма и т.д.) величина  $\rho(T)$  уменьшается при плавлении. В этом случае для образцов с достаточно большим значением  $d$  возникает шнурование тока в высокотемпературной области и образование доменов при низких температурах.

#### Литература

1. Кадигрбов А.М., Слуцкий А.А., Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 219.
2. Бойко В.В., Подрезов Ю.Ф., Климова Н.П. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 524.
3. Цзян Ю.Н., Логвинов И.И. ФНТ, 1982, 8, 774.
4. Гуревич А.Вл., Минц Р.Г. Письма в ЖЭТФ, 1981, 31, 52.
5. Малков М.Н., Данилов И.Б., Зельдович А.Г., Фрадков А.Б. Справочник по физико-техническим основам криогеники. М.: Энергия, 1979.

Всесоюзный электротехнический институт

Институт высоких температур  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
17 февраля 1983 г.