

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ
И
МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ

ТОМ 60

4

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК

1985

УДК 669.3 + 669.71 : 537.31

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*В. И. Гостищев, А. А. Дрозд, Т. А. Криворучко, В. С. Кузьмин,
В. Р. Соболев, В. Н. Хазов*

При низких температурах исследовано влияние сильного поперечного магнитного поля на вольтамперные характеристики образцов алюминия и меди. Показано, что в области больших плотностей тока вольтамперные характеристики образцов меди приобретают N-образную форму, а их вид зависит от величины магнитного поля. Вольтамперные характеристики алюминиевых образцов испытывают лишь небольшое отклонение от линейного закона. Обсуждение наблюдаемых особенностей проведено с учетом разогретых и гальваномангнитных процессов переноса заряда и тепла в ограниченных средах.

Характерное для чистых металлов свойство — сильное уменьшение электросопротивления при понижении температуры — позволяет использовать их наряду со сверхпроводниками в сильноточных электротехнических устройствах, например криорезистивных соленоидах. Важным достоинством криорезистивных проводников является отсутствие в них критических ограничений по температуре T , плотности тока j и индукции магнитного поля B , присущих, как известно, сверхпроводящим материалам. Среди криорезистивных проводников Al имеет бесспорное преимущество: при возрастании B его удельное электросопротивление ρ стремится к некоторому постоянному значению, в то время как в традиционно применяемом медном проводнике эффект магнетосопротивления выражен сильно. Магнетосопротивление Al и Cu исследовано достаточно полно (см., напр., [1—4]), однако все еще неясным остается вопрос об их способности нести большую токовую нагрузку в условиях сильного магнитного поля.

Целью настоящей работы является исследование алюминиевых и медных проводников в условиях, близких к рабочим в криогенной магнитной системе погружного типа, то есть в условиях сильных магнитных полей и высоких плотностей электрического тока.

Исследовались вольтамперные характеристики (ВАХ) алюминиевых и медных образцов, охлаждаемых жидким гелием и водородом. Магнитное поле с индукцией до 7 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом, ориентация B относительно j — поперечная. Образцы запитывались от стабилизированного источника в режиме заданного тока, падение напряжения определялось контактным способом. Диапазон изменения j ограничивался в жидком гелии $\sim 2 \cdot 10^9$ А/м², водороде — $\sim 5 \cdot 10^8$ А/м². Алюминиевые и медные образцы имели длину $\sim 0,04$ м и различное поперечное сечение: Al — $\varnothing 3 \cdot 10^{-4}$ и $4,5 \cdot 10^{-4}$ м (цилиндрические); Al, Cu — $1,6 \cdot 10^{-4} \times 41 \cdot 10^{-4}$ м (ленточные); Al, Cu — $4,5 \cdot 10^{-4} \times 5,5 \cdot 10^{-4}$ м (прямоугольные).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На ВАХ цилиндрических образцов алюминия различаются две области j (рис. 1). Область I ограничена 10^8 А/м², в этой области ВАХ линейны как в отсутствие магнитного поля, так и при $B \neq 0$. Область II при охлаждении образцов жидким гелием начинается с $\sim 2,5 \cdot 10^8$ А/м², жидким водородом — с $\sim 2 \cdot 10^8$ А/м². В области II при $B = 0$ с увеличением j ВАХ отклоняется от линейного закона. Это отклонение связано с влиянием собственного магнитного поля тока на сопротивление образца. Скачок напряжения при $j \approx 10^9$ А/м², как известно, соответствует переходу к пленочному кипению гелия и связан с резким ухудшением теплоотдачи от образца из-за большого теплового сопротивления паровой пленки гелия [5]. Скачок напряжения означает для данного образца фактический предел плотности постоянного тока, так как

с ростом j за скачком следует все более быстрый разогрев образца и его разрушение. В случае образца прямоугольного сечения скачок напряжения подразделяется на два более мелких скачка, следующих один за другим. При $B \neq 0$ скачок напряжения смещается в сторону меньших j как в проволоках, так и в образцах прямоугольного сечения. Этот сдвиг быстро увеличивается с ростом B при $\omega\tau \ll 1$ (ω — циклотронная частота, τ — время релаксации), и затем по мере дальнейшего роста B выходит на «насыщение» (рис. 2). В эксперименте с жидким водородом скачок напряжения не наблюдался даже при максимально достижимой в нашем эксперименте j . Тепловыделение при максимальной j составляет $6 \cdot 10^5$ Вт/м², что на порядок меньше критической плотности теплового потока при кипении жидкого водорода [6].

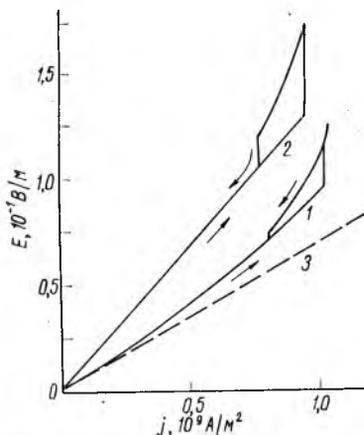


Рис. 1. ВАХ алюминиевой проволоки $\varnothing 3 \cdot 10^{-4}$ м при $T = 4,2$ К:

1 — в отсутствие магнитного поля; 2 — в поперечном магнитном поле $B = 0,28$ Тл; 3 — $E = \rho_0 j$, ρ_0 — сопротивление образца при малых j .

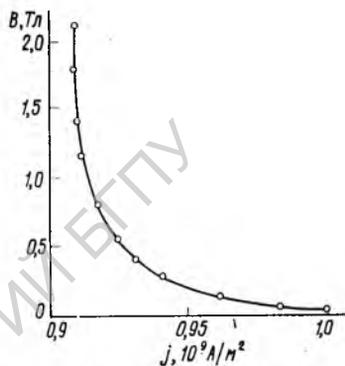


Рис. 2. Зависимость j -скачка от B .

В магнитном поле $B \gtrsim 0,3$ Тл влияние собственного магнитного поля тока ($\sim 0,19$ Тл при $j \sim 10^9$ А/м²) перестает сказываться на ВАХ, которые становятся линейными вплоть до скачка напряжения при охлаждении образца жидким гелием (рис. 1, кривая 2), а при охлаждении жидким водородом — во всем диапазоне j . Линейный характер ВАХ с увеличением магнитного поля не изменяется, но угол наклона прямых $E(j, B)$ увеличивается.

ВАХ образцов прямоугольного и ленточного типов также чувствительны к магнитному полю. При этом, если ВАХ прямоугольных образцов алюминия в магнитном поле близка по виду к ВАХ цилиндрических, то есть имеет линейный характер, и угол наклона прямых $E(j, B)$ превышает соответствующий угол для $E(j, 0)$, то ВАХ ленточных образцов по мере увеличения B становятся все более нелинейной ($E(j, B) \sim j^n$, причем $n < 1$). На рис. 3 (кривая 2) приведена ВАХ ленточного образца алюминия при $B = 7$ Тл в жидком гелии.

Вид ВАХ медных проводников в магнитном поле иной (рис. 4). В отсутствие магнитного поля и при $B \approx 1$ Тл ВАХ образцов прямоугольного сечения линейна до $j \approx 3,5 \cdot 10^8$ А/м², затем E быстро растет с увеличением j . В магнитном поле $B \gtrsim 2$ Тл на ВАХ появляются особенности, а именно, максимум при $j \approx 3 \cdot 10^8$ А/м² и минимум при $j \approx 3,5 \cdot 10^8$ А/м², за которым следует быстрый рост $E(j)$. С увеличением B особенности ВАХ становятся более выраженными и сдвигаются в сторону меньших j . Максимум и минимум ВАХ разделены областью отри-

цательного дифференциального сопротивления, иными словами, ВАХ принимает N-образный вид. На ВАХ ленточного образца участок отрицательного дифференциального сопротивления вырождается в точку перегиба при $B=7$ Тл. При меньших индукциях ВАХ ленточного образца близка по характеру ВАХ образцов прямоугольного типа в магнитных полях до 1 Тл.

Анализ экспериментальных результатов проведем с помощью обобщенных уравнений электро- и теплопроводности для гиротропной среды [7]

$$E_i = \rho_{ik} j_k + \alpha_{ik} \frac{\partial T}{\partial x_k}; \quad q = \pi_{ik} j_k - k_{ik} \frac{\partial T}{\partial x_k} \quad i, k \equiv x, y, z, \quad (1)$$

x — ось, направленная по длине образца; y — поперечная координата;

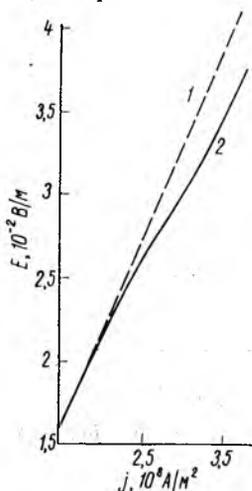


Рис. 3. ВАХ алюминиевой ширины сечением $1,6 \cdot 10^{-4} \times 41 \cdot 10^{-4}$ м в магнитном поле $B=7$ Тл при $T=4,2$ К.

1 — $E = \rho_{ij}$; 2 — экспериментальная зависимость $E(j)$.

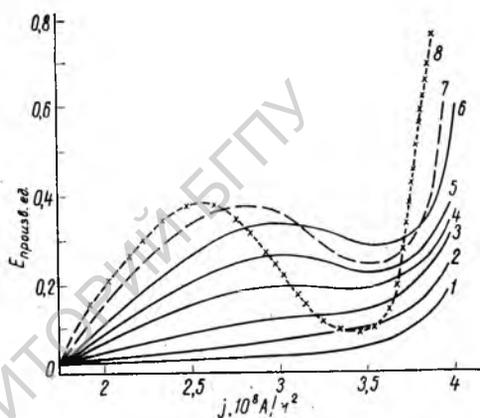


Рис. 4. ВАХ медной шины сечением $4,5 \cdot 10^{-4} \times 5,5 \cdot 10^{-4}$ м при $T=4,2$ К в магнитном поле:

1 — $B=0$; 2 — $B=0,71$; 3 — $1,42$; 4 — $2,13$; 5 — $2,84$; 6 — $3,56$; 7 — 5 ; 8 — $7,1$ Тл.

$B \parallel z$; E — напряженность электрического поля; q — плотность теплового потока; ρ_{ik} , α_{ik} , k_{ik} — соответственно тензоры электросопротивления, термоЭДС и теплопроводности; π_{ik} — тензор Пельтье.

При тепловыделении $\sim 16 \cdot 10^6$ Вт/м³, соответствующем $j \sim 4 \cdot 10^8$ А и $\rho \sim 10^{-10}$ Ом·м, тепловой поток через его поверхность образца составит $\sim 3 \cdot 10^3$ Вт/м². При $k \sim 0,1$ Вт/м·К такому значению теплового потока соответствует градиент $T \sim 3$ К/м или разность T между центром образца и его поверхностью $\sim 0,01$ К. Таким образом, средняя T образца алюминия во всем диапазоне j остается близкой к гелиевой, и ρ не зависит от j . Тогда, как видно из (1), вид ВАХ проводника в магнитном поле должен определяться гальванотермомангнитными эффектами. В связи с этим необходимо оценить $\partial T / \partial x_k$. Предположим, что в образце отсутствуют поперечные токи ($j_y, j_z = 0$), распределение T по длине образца однородно ($\partial T / \partial x = 0$), теплообмен между образцом и криогенной жидкостью осуществляется в направлении y ($q_y \neq 0, q_x = 0$) и $\partial T / \partial z = 0, q = 0$, так как в направлении z образец был теплоизолирован.

На гранях $y = \pm d/2$ (d — поперечный размер) образцов алюминия и меди, помещенных в сильное поперечное магнитное поле, при больших j возникает разность температур ΔT , нечетная по j и B и увеличивающаяся с ростом j и B (рис. 5).

Подставляя (1) в уравнение неразрывности $\operatorname{div} q - j \cdot E = 0$, получим для определения $\partial T / \partial y$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{k'_{yy}}{k_{yy}} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \frac{2\alpha_{xy}}{k_{yy}} j_x \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\rho_{xx} j_x^2}{k_{yy}} = 0. \quad (2)$$

Уравнение (2) решается численно для любой зависимости коэффициентов от T . Отсутствие джоулевого разогрева образцов алюминия позволяет решить (2) аналитически в приближении постоянных коэффициентов. При граничных условиях $T_y = d/2 = T_1$; $T_y = -d/2 = T_2$ получим

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\Delta T}{d} \exp \left(- \frac{2\alpha_{xy} j_x y}{k_{yy}} \right) - \frac{\rho_{xx} j_x^2}{k_{yy}}, \quad (3)$$

где $\Delta T = T_1 - T_2$.

Как видно из (3), поперечный градиент T складывается из двух составляющих. Первая обусловлена гальваномагнитными эффектами, воз-

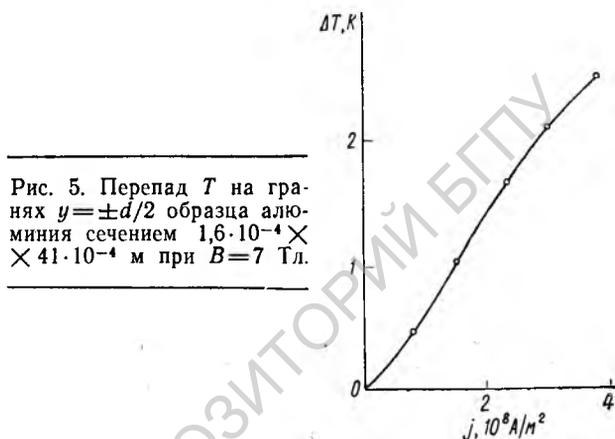


Рис. 5. Перепад T на гранях $y = \pm d/2$ образца алюминия сечением $1,6 \cdot 10^{-4} \times 41 \cdot 10^{-4}$ м при $B = 7$ Тл.

никающими в ограниченных проводящих средах в сильном магнитном поле, вторая связана с конечной скоростью распространения тепла и существует как при $B \neq 0$, так и в отсутствие магнитного поля. Зависимость этих составляющих от магнитного поля и тока позволяют проверить соответствие предлагаемого описания реальной физической ситуации посредством реверса B и j . Для описания ВАХ алюминиевых шин можно ограничиться в (3) только первой составляющей, поскольку вторая, описывающая градиент T , связанный с джоулевым разогревом образца, мала

$$E_x = \rho_{xx} j_x + \alpha_{xy} \frac{\Delta T}{d}.$$

Изменение направления j или B меняет знак ΔT . Это проявляется в том, что в зависимости $E_x \sim j_x^n$ n становится больше или меньше 1.

Поперечный градиент $\partial T / \partial y$, определяющий гальванотермомагнитный вклад в E_x образцов меди, имеет более сложный вид, поскольку ρ меди неограниченно увеличивается с ростом B , приводя к джоулеву разогреву образца (перепад T между центром и поверхностью образца по оценкам ~ 5 К). Это, во-первых, приводит к появлению дополнительной составляющей $\partial T / \partial y$, симметричной относительно продольной оси образца, во-вторых, к зависимости $\rho_{xx}(j_x)$ вследствие разогрева образца.

При некоторой $j = j_0$ и определенной ориентации j и B гальваномагнитный градиент T вследствие резкой зависимости α_{xy} от B приводит к отрицательному участку на ВАХ меди. При дальнейшем увеличении j

на ВАХ начинают сказываться нелинейные явления, связанные с зависимостью $\rho_{xx}(j_x)$.

Реверс j или B вызывает изменение знака гальванотермоманитного градиента T , и N-образная ВАХ трансформируется в плавную зависимость.

Таким образом, ход ВАХ алюминиевых и медных образцов качественно описывается в рамках модели разогретого и гальванотермоманитного градиентов T в соответствии с (3).

Следует подчеркнуть, что в отличие об объемных нелинейных эффектов электропроводности чистых металлов (напр., [8, 9]) описанное явление имеет локальный характер и чувствительно в геометрии образца. Вид ВАХ в данном случае определяется величиной и направлением градиентов T в образце, которые через термоЭДС вносят вклад в падение напряжения, заметный на фоне малого электросопротивления.

Авторы выражают признательность В. Г. Песчанскому за обсуждение полученных результатов.

Институт физики твердого тела
и полупроводников
АН БССР

Поступила в редакцию
18 декабря 1984 г.,
в окончательном варианте —
28 марта 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сирота Н. Н., Гостищев В. И., Дрозд А. А. Температурная зависимость электросопротивления монокристалла алюминия в магнитных полях. — Изв. АН БССР, 5, 1972, с. 109—116.
2. Fickett F. R. Aluminium. A review of resistive mechanisms in aluminium. — Cryogenics, 1971, № 10, p. 349—367.
3. Fickett F. R. Magnetoresistance of very pure polycrystalline aluminium. — Phys. Rev., 1971, 3, № 6, p. 1941—1952.
4. Huffman J. E., Snodgrass M. L., Blatt F. J. Magnetoresistance of copper, gold and indium. — Phys. Rev. B, 1981, 23, p. 483—485.
5. Малков М. П., Данилов И. Б., Зельдович А. Г., Фрадков А. Б. Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения. М.: Наука, 1963, 416 с.
6. Жидкий водород. Сб. переводов. Под ред. М. П. Малкова. М.: Мир, 1964, 283 с.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, с. 149.
8. Цзян Ю. Н., Логвинов И. И. Наблюдение температурного домена электрического поля в металлическом образце. — ФНТ, 1982, т. 8, № 7, с. 774—777.
9. Бойко В. В., Подрезов Ю. Ф., Климова Н. П. Домены электрического поля в металле при низких температурах. — Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, вып. 12, с. 524—526.