

# ДОКЛАДЫ

## АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ

---

АВТОРСКИЙ ОТТИСК

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ

**38-й ГОД ИЗДАНИЯ**

Том 38, № 3

**1994**

## ФИЗИКА

УДК 669.71:538.633

Академик Б. Б. БОЙКО, В. Р. СОБОЛЬ, О. Н. МАЗУРЕНКО, А. А. ДРОЗД

**ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ  
В ГИПЕРПРОВОДНИКАХ ГЕОМЕТРИИ  
КОРБИНО ПРИ КРИЗИСЕ КИПЕНИЯ**

В традиционной технике эксперимента по изучению гальваномагнитных явлений в металлах используются образцы в форме прямоугольных параллелепипедов, вдоль длинной оси которых протекает ток  $I$ . Нами применялись в данном случае образцы типа диска Корбино [1] с током, протекающим между центром и периферией диска. Подобная схема эксперимента интересна как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Во-первых, отсутствие поперечной границы в присутствии внешнего, нормального плоскости диска магнитного поля  $B_z$  позволяет изучать такие специфические явления в проводимости, как пайерлсовские переходы, фейнмановская квантовая интерференция на траекториях с самопересечением в гиротропных проводниках. Во-вторых, движение носителей заряда в скрещенных электрическом и магнитном полях приводит к искривлению токовых линий и появлению азимутальной компоненты транспортного тока, которая определяется временем релаксации носителей  $\tau$  и величиной  $B_z$ . Это в свою очередь приводит к появлению собственного магнитного поля, усиливающего внешнее при одном направлении тока  $I$  (назовем его конструктивным) и ослабляющего его при другом (соответственно деструктивное направление). Данные обстоятельства могут быть использованы для создания источников магнитного поля и элементов управления электрическими цепями типа выпрямителя и др.

Ранее при проведении подобных исследований на алюминиевых дисках авторы обнаружили эффекты стабилизации напряжения, регистрируемые на вольт-амперных характеристиках в режиме заданного тока [2]. В продолжение этой работы делается попытка связать такие эффекты с появлением в объеме образца пространственных температурных структур, характерных для сильно неравновесных систем, а также провести анализ на основе представлений об открытых термодинамических системах с бесконечным числом степеней свободы.

В данной работе измерения выполнены на диске Корбино (рис. 1, вставка), изготовленном из поликристаллического алюминия с отношением сопротивлений  $\rho_{293\text{ К}}/\rho_{4,2\text{ К}} \approx 2 \cdot 10^4$ . Диаметр диска составлял 35 мм, толщина — 2 мм. Магнетосопротивление измерялось на постоянном токе по четырехконтактной методике. Потенциальные контакты располагались на образце с учетом специфики измерения в диске Корбино — вдоль радиального направления. Магнитное поле до 8,5 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом. При измерениях поддерживали режим заданного тока, максимальная плотность  $j$  которого составляла  $2 \cdot 10^8$  А/м<sup>2</sup>. Наряду с исследованиями в гелиевой среде было изучено поведение системы в термостате с заданной температурой, изменяемой в диапазоне 4,2—50 К.

На рис. 1 приведены температурные зависимости магнетосопротивления  $\rho_B$  (в терминах падения напряжения  $U_B$ ). Для различных внешних

магнитных полей на зависимостях  $U_B=f(T)$  наблюдается минимум. В  $\tau$ -приближении ситуация с диском предполагает, что  $\rho_B=\rho_0(\omega\tau)^2$ , где  $\rho_0$  — сопротивление при  $B=0$ ,  $\omega$  — циклотронная частота. Минимум — область перехода от сильных ( $\omega\tau\gg 1$ ) к слабым магнитным полям ( $\omega\tau\ll 1$ ). Как и следовало ожидать, данная область сдвигается по температурной шкале в соответствии с условием

$$B^2 \frac{1}{T^n} = \text{const}; \rho_B \simeq \frac{\tau^2(B)}{\tau_0}$$

Для более сильных полей минимум имеет место при более высоких тем-

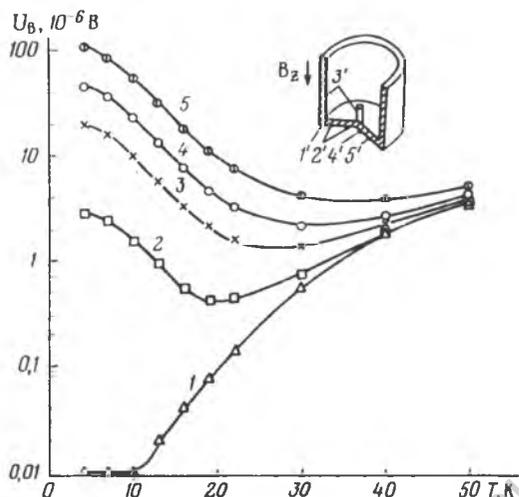


Рис. 1. Температурная зависимость падения напряжения в диске при различной индукции магнитного поля: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 3, 4 — 5, 5 — 8 Тл; на вставке: 1' — собственно диск, 2' — потенциальные электроды, 3' — токовые электроды, 4' — датчик магнитного поля, 5' — датчик температуры

пературах, причем наблюдается высокая чувствительность резистивных свойств среды к температурным флуктуациям.

Особый интерес представляет статическая вольт-амперная характеристика (ВАХ) дисков (рис. 2). В отсутствие магнитного поля ВАХ в интервале тока от 0 до 1600 А имеет монотонный характер. «Включение» магнитного поля изменяет вид ВАХ. Линейный рост падения напряжения сохраняется лишь на начальном участке. Дальнейший вид кривой зависит от направления тока, а следовательно, наряду с другими возможными причинами — от собственного и внешнего магнитных полей. В случае конструктивного направления тока на зависимостях наблюдается макси-

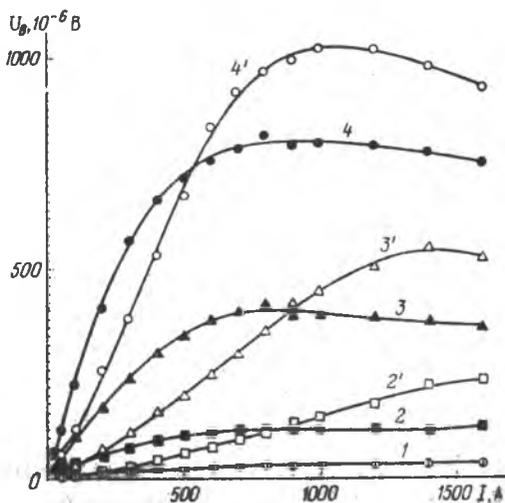


Рис. 2. Статические вольт-амперные характеристики дисков при различной индукции магнитного поля: 1 — 1; 2, 2' — 3; 3, 3' — 5; 4, 4' — 8 Тл (светлые значки соответствуют конструктивному направлению тока, темные — деструктивному)

мум, который сдвигается с увеличением внешнего поля в сторону меньших токов. При деструктивном направлении монотонный рост напряжения сменяется скачком и выходом на насыщение с дальнейшим переходом к нисходящей зависимости.

В данном случае мы имеем пример динамической системы, у которой множество степеней свободы ассоциируется с температурным полем в образце [3, 4]. При этом, как уже отмечалось, система разогревается джоулевым теплом протекающего электрического тока в условиях контакта с криогенной жидкостью. Уравнение, описывающее эволюцию температурного поля при наличии радиального потока тепла в присутствии сильного магнитного поля и гелиевых температур, имеет следующий вид:

$$c \frac{dT}{dt} = \rho_0 (\omega \tau)^2 j^2 - q_- + \lambda \left( \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right).$$

Здесь  $c$  — теплоемкость;  $q_-$  — мощность теплоотвода;  $\lambda$  — теплопроводность. Характерно, что в данном случае  $\tau$  определяется суммой двух вкладов: электрон-примесного  $\tau_n$  и электрон-фононного  $\tau_{\phi}$  взаимодействий. Если  $\tau_n$  постоянно во всем температурном диапазоне, то  $\tau_{\phi}$  является температурно-зависящей функцией. Для гелиевых температур характерный импульс фонона  $p_{\phi} \approx \frac{T}{\theta} p_F$  ( $\theta$  — температура Дебая,  $p_F$  — фер-

миевский импульс) гораздо меньше фермиевского, эффективное рассеяние электронов на фононах происходит в процессе диффузии по поверхности Ферми после многократных столкновений с фононами, количество которых пропорционально  $T^3$ , так что  $\tau_{\phi}$  пропорционально  $T^{-5}$ . В гелиевой области температур  $\tau \approx \tau_{\phi} \tau_n / (\tau_n + \tau_{\phi})$ . Это приводит к сильной зависимости от температуры и магнитного поля функции, описывающей тепловыделение.

Отметим особенности поведения функции теплоотвода  $q_-$ , которая в некотором смысле является управляющим параметром динамической системы. Теплообмен среды с криогенными жидкостями весьма специфичен. Имеется несколько режимов и механизмов теплоотвода: теплопроводность, конвекция, пузырьковое и пленочное кипение, а также переходная область. Мощность теплоотвода  $q_-$ , являясь в целом возрастающей функцией температуры, немонотонна в области перехода от пузырькового кипения к пленочному. Данное обстоятельство обуславливает сильную неравномерность термодинамически открытой системы и ее нелинейность. При этом система нелинейна как вдали от равновесия, так и вблизи него.

Для анализа устойчивости данной динамической системы необходимо исследовать характеристическое уравнение вида

$$\kappa = q'_+ - q'_- + \nabla^2,$$

где  $\kappa$  — параметр устойчивости системы;  $q'_+$ ,  $q'_-$  — производные по температуре мощностей тепловыделения и теплоотвода;  $\nabla^2$  — дифференциальный оператор, описывающий собственные значения  $\gamma_k^2$  собственной задачи лапласиана при соответствующих граничных условиях. В данной задаче  $\kappa$  можно представить следующим выражением:

$$\kappa = \omega^2 \frac{\tau_n^2 \tau_{\phi}'}{(\tau_{\phi} + \tau_n)^2} - \frac{\tau_{\phi}'}{\tau_{\phi}^2} - q'_- - \gamma_k^2.$$

Неотрицательность  $\gamma_k^2$  приводит к ситуации, когда процессы теплоотвода играют основную роль в формировании температурного поля системы. Так, в области пренебрежимо малого разогрева, когда  $\tau_n \ll \tau_{\phi}$  и  $\kappa \approx -q'_- - \gamma_k^2$ , доминирующим механизмом теплоотвода являются конвек-

ция и пузырьковое кипение, что обеспечивает устойчивость состояния системы относительно малых флуктуаций при нулевом значении  $\gamma_k^2$ . Состояние системы является стабильным и при более сильных разогревах ( $q'_+ < 0$ ) до тех пор, пока  $q'_- > 0$ . Если же при сохранении условий сильного магнитного поля  $q'_- < 0$ , то возможна ситуация, когда устойчивость состояния системы реализуется в условиях формирования пространственной температурной структуры в соответствии с собственными значениями  $\gamma_k^2$ . При этом происходит стабилизация падения интегрального напряжения с существованием более или менее сильно разогретых участков. Поскольку более разогретые участки обладают меньшим сопротивлением, интегральное падение напряжения стабилизируется в некотором динамическом диапазоне изменения тока.

Таким образом, сосуществование сильной температурной зависимости функций тепловыделения и теплоотвода, а также их температурная дифференциальная положительность и отрицательность могут обеспечивать устойчивость режима работы данной системы не только при монотонном распределении температурного поля по объему, но также и в условиях формирования пространственной температурно-электрической структуры, стабилизирующей в конечном итоге ВАХ системы в некотором динамическом диапазоне тока.

Работа поддержана Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь по проекту Ф40-249.

### Summary

The phenomena of voltage stabilization observed on voltage-current characteristics of aluminium samples in Corbino geometry are analysed on the basis of representation of open thermodynamic systems with infinite number of degrees of freedom.

### Литература

1. Kleinman D. A., Schawlow A. L. // J. Appl. Phys. 1960. Vol. 31, N 12. P. 2176—2184.
2. Бойко Б. Б., Гостищев В. И., Дрозд А. А. и др. // Физ. мет. и металл. 1987. Т. 63, вып. 6. С. 1133—1137.
3. Эбелинг В. Образование структуры при необратимых процессах. М., 1979.
4. Лапшин Р. М., Макаров Г. Ю., Шеймагин И. А. // ИФЖ. 1982. Т. 42, № 5. С. 825—827.

Институт физики твердого тела  
и полупроводников АН Беларуси

Поступило 03.01.94