

НЕЛИНЕЙНАЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МЕТАЛЛА
В ТОКОВОМ СОСТОЯНИИ

О. И. Любимов, В. А. Ямпольский

1. Основным механизмом нелинейных электромагнитных явлений в чистых металлах при низких температурах связан с влиянием собственного магнитного поля тока на движение электронов и, следовательно, на проводимость образца. Одним из наиболее ярких эффектов, обусловленных таким магнитодинамическим механизмом нелинейности, является возбуждение токовых состояний (ТС) в металле [1]. При облучении металла радиоволной большой амплитуды \mathcal{H} влияние переменного магнитного поля на электронные траектории приводит к тому, что проводимость образца становится функцией времени. В результате возникает обтекающий образец выпрямленный ток и индуцированное этим током постоянное неоднородное магнитное поле $h(x)$ (x — координата в глубину

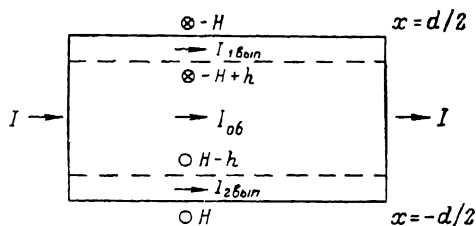


Рис. 1. Схематическое изображение распределений тока и магнитного поля в образце.

металла). Индуцированный магнитный момент образца имеет гистерезисное поведение в функции внешнего постоянного магнитного поля h_0 . Экспериментально ТС обнаружены и изучены в ряде металлов [2-8]. Теоретическим исследованиям этого явления посвящены работы [7, 9-15].

При возбуждении ТС в массивной металлической пластине с толщиной d , много большей чем размер электронной орбиты и глубины скин-слоя,

$$d \gg 2R \gg \delta, \quad (1)$$

выпрямленные токи возникают в скин-слоях у обеих граней образца. Здесь $R = c v_F / 2e \mathcal{H}$, $-e$ — заряд электрона, v_F — фермиевский импульс, c — скорость света. Обычно токи вблизи граней $x = d/2$ и $x = -d/2$ оказываются противоположно направленными так, что полный ток через образец равен нулю. Однако возможна ситуация, когда выпрямленные токи имеют одинаковое направление, и равенство нулю полного тока достигается благодаря возникновению на краях пластины разности потенциалов V . При этом выпрямленные токи замыкаются через толщу образца объемным током. Такая ситуация реализуется, если токовое состояние возбудить в отсутствие внешнего магнитного поля h_0 , пропуская через образец электрический ток I . Магнитное поле тока I на гранях пластины принимает значения $\pm H$ (рис. 1), где

$$H = 2\pi I / cD, \quad (2)$$

D — ширина пластины в направлении, перпендикулярном току. Вблизи верхней грани $x = d/2$ возбуждается такой выпрямленный ток, какой он был в присутствии внешнего магнитного поля $h_0 = -H$, а вблизи нижней грани роль внешнего поля h_0 играет H . По этой причине выпрямленные токи вблизи верхней и нижней граней имеют одинаковое направление (в отличие от случая, когда ТС возбуждается в присутствии однородного внешнего поля h_0), а значения индуцированного поля вблизи $x = d/2$ и $x = -d/2$ отличаются знаком. Если теперь выключить ток I , ТС с совпадающими по направлению выпрямленными токами сохранится.

2. Возможность существования разности потенциалов на краях пластины в отсутствие полного тока I означает гистерезис ВАХ. Получить ВАХ пластины в ТС можно с помощью простых физических соображений. Из рис. 1 ясно, что полный ток I складывается из выпрямленных токов $I_{1 \text{ вып}}$, $I_{2 \text{ вып}}$ и тока I_{06} , протекающих через толщину образца

$$I = I_{1 \text{ вып}} + I_{2 \text{ вып}} + I_{06}. \quad (3)$$

В простейшей ситуации, когда размер электронной орбиты меньше длины свободного пробега, проводимость в глубине образца не зависит от магнитного поля и равна σ_0 . Тогда ток I_{06} пропорционален напряжению V

$$I_{06} = V\sigma_0 \frac{Dd}{L}, \quad (4)$$

где L — длина образца. Индуцированные токи $I_{1 \text{ вып}}$ и $I_{2 \text{ вып}}$ равны друг другу и связаны с индуцированным полем h формулой

$$I_{1 \text{ вып}} = I_{2 \text{ вып}} = (4\pi)^{-1} cDh (-2\pi I/cD). \quad (5)$$

Здесь $h (-2\pi I/cD)$ представляет собой известную (полученную в работах [10, 11]) и изображенную на рис. 2) зависимость индуцированного маг-

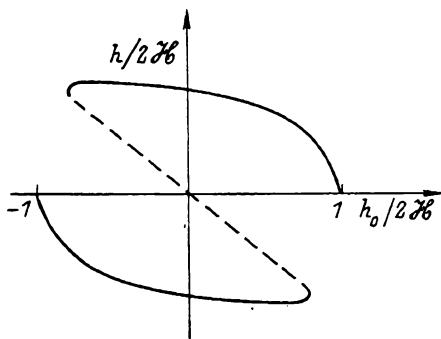


Рис. 2. Схематический график зависимости индуцированного магнитного поля h от внешнего постоянного магнитного поля h_0 .

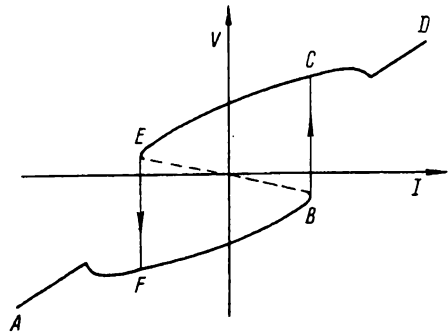


Рис. 3. Схематическое изображение вольт-амперной характеристики металлической пластины в токовом состоянии.

нитного поля h от внешнего поля h_0 , роль которого играет поле тока $-2\pi I/cD$. Подставляя (4) и (5) в (3), находим

$$V(I, \mathcal{H}) = V(I, 0) \left[1 + \frac{h(2\pi I/cD)}{2\pi I/cD} \right]; \quad V(I, 0) = LI/\sigma_0 Dd. \quad (6)$$

Здесь $V(I, 0)$ — линейно-зависящее от тока напряжение на краях пластины в отсутствие ТС (при $\mathcal{H}=0$). Второе слагаемое в (6), обусловленное ТС, имеет гистерезис в функции тока. Зависимость этого слагаемого от тока в точности повторяет гистерезисную зависимость $h(h_0)$.

3. На рис. 3 схематически изображена ВАХ металлической пластины в ТС. Штриховая линия описывает неустойчивый в режиме заданного тока участок ВАХ. Стрелками указаны гистерезисные скачки напряжения, возникающие при движении по маршрутам $AFBCD$ и $DCEFA$.

Отметим, что на ВАХ присутствуют участки с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Из (6) следует, что величина \mathcal{R} описывается формулой

$$\frac{\partial V(I, \mathcal{H})}{\partial I} \equiv \mathcal{R}(I, \mathcal{H}) = \mathcal{R}(I, 0) \left(1 + \frac{\partial h}{\partial h_0} \right) \Big|_{h_0=2\pi I/cD}. \quad (7)$$

Производная dh/dh_0 в (7) с изменением тока может принимать любое значение от $-\infty$ до $+\infty$. Помимо уже отмеченного нами участка EB , отрицательное \mathcal{R} реализуется в двух областях, где модуль магнитного поля тока $|H| = |2\pi I/cD|$ близок к $2\mathcal{H}$.

Столь сильная нелинейность ВАХ металла в ТС является результатом взаимодействия высокочастотного поля, создающего ТС, и постоянных электрического и магнитного полей, связанных с током I . Это явление аналогично рассмотренному в [16] взаимодействию сильного высокочастотного радиосигнала со слабым низкочастотным. Эффект ТС приводит к тому, что поверхностный импеданс на низкой частоте может весьма сильно меняться (во много раз) в узких интервалах изменения магнитного поля. Интересно отметить, что выражение для низкочастотного импеданса $Z_{НЧ}$, полученное в [16], по своей форме совпадает с формулой (7) настоящей статьи

$$Z_{НЧ}(h_0, \mathcal{H}) = Z_{НЧ}(h_0, 0) (1 + \partial h / \partial h_0). \quad (8)$$

Необходимо особо подчеркнуть, что результат настоящей работы демонстрирует возможность наблюдения сильных нелинейных эффектов на ВАХ массивных металлических образцов. До настоящего времени были известны проявления магнитодинамической нелинейности в статической проводимости только тонких металлических образцов с толщиной $d \ll l$ (см., например, [17, 18] и цитированную там литературу).

В заключение приведем численную оценку величин тока I и напряжения V , которые соответствуют области сильной нелинейности ВАХ (6). Для типичных металлов с $l=0.1$ см, $d=0.1$ см, $D=L=1$ см при амплитуде $\mathcal{H}=100$ Э нелинейный участок ВАХ расположен в интервале токов $-100 \div 100$ А и напряжений $-1 \div 1$ мкВ. Предсказанные здесь эффекты открывают новые экспериментальные возможности изучения нелинейной электродинамики металлов.

Мы благодарим Н. М. Макарова за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Долгополов В. Т. УФН, 1980, т. 130, № 2, с. 241—278.
- [2] Долгополов В. Т., Марголин Л. Я. Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, № 5, с. 233—236.
- [3] Долгополов В. Т. ЖЭТФ, 1975, т. 68, № 1, с. 355—365.
- [4] Долгополов В. Т., Мурзин С. С. Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 23, № 4, с. 213—216.
- [5] Бойко В. В., Овчинникова Л. В., Ландышева Г. Н. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, № 6, с. 432—436.
- [6] Васильев В. В., Демитовский В. Я., Волошин И. Ф., Дзугутов В. М., Фишер Л. М. Тез. докл. 22 Всесоюзного совещания по физике низких температур. Кишинев: Изд-во ФТИНТ АН МССР, 1982, ч. 2, с. 180—181.
- [7] Макаров Н. М., Ямпольский В. А., Волошин И. Ф., Кравченко С. В., Фишер Л. М. Тез. докл. 23 Всесоюзного совещания по физике низких температур. Таллин: Изд-во Института физики АН ЭССР, 1984, ч. 2, с. 140—141.
- [8] Волошин И. Ф., Кравченко С. В., Фишер Л. М. ДАН СССР, 1986, т. 287, № 1, с. 107—111.
- [9] Babkin G. I., Dolgoplov V. T. Sol. St. Commun., 1976, vol. 18, N 6, p. 713—715.
- [10] Макаров Н. М., Ямпольский В. А. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, № 10, с. 421—424.
- [11] Макаров Н. М., Ямпольский В. А. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 2, с. 614—626.
- [12] Макаров Н. М., Ямпольский В. А. ФНТ, 1985, т. 11, № 5, с. 482—491.
- [13] Макаров Н. М., Юркевич И. В., Ямпольский В. А. ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 1, с. 224—231.
- [14] Юркевич И. В., Ямпольский В. А. ФНТ, 1986, т. 12, № 1, с. 37—42.
- [15] Любимов О. И., Макаров Н. М., Ямпольский В. А. ФТТ, 1985, т. 27, № 1, с. 144—147.
- [16] Макаров Н. М., Юркевич И. В., Ямпольский В. А. ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 1, с. 209—221.
- [17] Канер Э. А., Макаров Н. М., Снапиро И. Б., Ямпольский В. А. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 4, с. 1310—1320.
- [18] Захарченко С. И., Кравченко С. В., Фишер Л. М. ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 8, с. 660—670.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького
Харьков
Институт радиофизики и электроники АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
13 марта 1987 г.
В окончательной редакции
6 июля 1987 г.