

## Магнитостимулированная неоднородность проводимости и нелокальные явления переноса в металлах

В. Р. Соболев, О. Н. Мазуренко, А. А. Дрозд

*Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси,  
Беларусь, 220072, г. Минск, ул. П. Бровки, 17  
E-mail: sobol@lfttp.bas-net.by*

Статья поступила в редакцию 9 марта 1999 г., после переработки 1 июня 1999 г.

Экспериментально и аналитически изучено явление переноса заряда в проводящей среде, имеющей магнитостимулированную неоднородность кинетических коэффициентов вдоль потока заряда. Исследования проводились на пластинчатых образцах высокочистого поликристаллического алюминия, для которых неоднородность проводимости моделировалась методом искривления токовых линий, так что локальная нормальная компонента внешнего магнитного поля изменялась по экспоненциальному и квадратичному законам. На основе соотношения тензорной связи между электрическим полем и плотностью потока заряда рассчитан характер пространственной зависимости потенциала. Явление пространственной инверсии знака для электрического поля описано как результат конкуренции вкладов в потенциал от тока в направлении градиента поперечного магнитного поля и нормального ему холловского тока.

Експериментально і аналітично вивчено явище переносу заряду у провідному середовищі, яке має магнітостимульовану неоднорідність кінетичних коефіцієнтів вздовж потоку заряду. Дослідження проведено на пластинчатих зразках високочистого полікристалічного алюмінію, для яких неоднорідність провідності моделювалась методом викривлення струмових ліній, так що локальна нормальна компонента зовнішнього магнітного поля змінювалась по експоненціальному і квадратичному законам. На підставі співвідношення тензорного зв'язку між електричним полем і густиною потоку заряду розраховано характер просторової залежності потенціалу. Явище просторової інверсії знака для електричного поля описано як наслідок конкуренції вкладів в потенціал від струму в напрямку градієнта поперечного магнітного поля і нормального йому холлівського струма.

PACS: 72.15.-v

### Введение

Работа посвящена изучению особенностей динамики электронов проводимости металлов при статическом переносе заряда в условиях регулярной пространственной неоднородности кинетических коэффициентов. В [1] построена феноменологическая модель движения носителей для линейной зависимости магнитного поля в приближении отсутствия потока зарядов через боковые грани образца в направлении внутренней нормали при сферическом и замкнутом типе изоэнергетической поверхности. Доказано, что существует нелокальная связь между величиной плотности тока и магнитным полем и плотность тока существенно зависит не только от величины магнитного поля, но и от его градиента. В результате у одной

из боковых граней образца величина электрического потенциала велика, а у другой боковой грани мала. В работах [2,3] обнаружено, что при больших уровнях неоднородности и ее сложной пространственной зависимости (например, экспоненциальной) наблюдается несоответствие между экспериментом и аналитической моделью. Для грани образца, соответствующей малому уровню потенциала, расхождение носит не только количественный, но и качественный характер, как результат неадекватности граничных условий модели [1] реально существующим в эксперименте [2,3].

Целью настоящей работы является изучение воздействия на кинетические явления неоднородного нелинейного магнитного поля при соответст-

вующих граничных условиях на боковой поверхности образца. В качестве объекта используется алюминий в поликристаллическом состоянии как типичный представитель криопроводников. Обоснованность такого исследования заключается в том, что в низкотемпературной электродинамике существует ряд задач, когда кроме вычисления эффективной проводимости, связывающей средние по объему ток и поле, требуется определить сам характер протекания заряда, тип распределения плотности тока и масштаб его локализации. В качестве главных факторов фигурируют условия взаимодействия электронов проводимости с поверхностью проводника и их влияние на функцию распределения плотности вероятности, характер и масштаб неоднородности как собственной природы, так и от внешнего воздействия [4–6]. В данной работе рассматривается перенос заряда в поликристаллической среде, являющейся хаотически неоднородной из-за различных ориентаций кристаллитов и обладающей дополнительной регулярной макроскопической неоднородностью кинетических коэффициентов, стимулированной внешним магнитным полем. Такая постановка вопроса целесообразна, поскольку развитие криогенной электротехники и инженерии идет по линии создания новых проводящих материалов со сложным фазовым содержанием и кристаллической структурой. Несмотря на то что на микроскопическом уровне такие материалы вполне гомогенны, в макроскопических масштабах существующая неоднородность различной природы может заметно изменять их резистивные свойства. Например, для композитных проводников неоднородность свойств имеет место на границе раздела между двумя компонентами, различающимися по величине коэффициента Холла [6,7]. Криопроводники на основе поликристаллического алюминия являются сложными системами, и пространственная зависимость кинетических коэффициентов, стимулированная естественной неоднородностью магнитного поля в объеме обмотки соленоида, ухудшает их эффективность.

### Эксперимент

#### *Моделирование регулярной пространственной неоднородности проводимости.*

##### *Приготовление образцов*

Метод искривления токовых траекторий в соответствии с изогнутым профилем образца, когда локальная нормальная компонента внешнего поля определяется кривизной в данной точке [1], был

использован для моделирования неоднородности проводимости вместо модификации полюсных наконечников электромагнита, что обычно искривляет силовые линии магнитного поля и приводит к изменению их плотности в пространстве образца. Для изготовления образцов использовали алюминиевые заготовки, в которых отношение сопротивлений при комнатной температуре и температуре жидкого гелия составляло 6 000–15 000. При анализе учитывалось, что магнитосопротивление алюминия обнаруживает определенную зависимость от поля,  $\rho = \rho_0(1 + \lambda B)$ . Здесь  $\rho_0$  — экстраполированная в область нулевых значений величина диагональной компоненты сопротивления;  $\lambda$  — феноменологический параметр, описывающий степень ненасыщения, обусловленного существованием узкого слоя протяженных и открытых траекторий.

В эксперименте был реализован нелинейный характер пространственной зависимости локальной нормальной компоненты внешнего магнитного поля  $B$  двух типов: экспоненциальный и квадратичный (так мы его назовем условно), при котором основной вклад в  $B$  давали первый и второй члены разложения величины поля в ряд вдоль направления транспорта заряда:

$$B = B_0 \exp(dx), \quad B = B_0 + kx + \alpha \frac{x^2}{2}. \quad (1)$$

Здесь  $B_0$  — величина магнитного поля в начале рабочей зоны;  $d$ ,  $k$  и  $\alpha$  — параметры его неоднородности. Направление транспорта совпадает с осью  $OX$ , а направление, перпендикулярное боковым граням, параллельно оси  $OY$ . Поскольку характеристики семейств образцов несколько различались, они систематизированы в таблице.

Таблица

Характеристики образцов и параметры неоднородности поля

№ семейства образцов	$\rho_0$ , $10^{-10}$ Ом см	$\lambda$ , Тл $^{-1}$	$k$ , Тл см $^{-1}$	$\alpha$ , Тл см $^{-2}$
1	2	0,3	0,9	0,1
2	2	0,4	1,0	0,5
3	3	0,4	0,7	1
4	4,5	0,5	0,15	2,6

Методика приготовления образцов, а именно, процесс расчета требуемой формы, изготовление шаблона, изготовление исходного пластинчатого образца (0,2×0,6×3,5 см), имеющего необходимые потенциальные площадки, формирование профиля с последующим отжигом и изготовлением потенциальных контактов на поверхности и бо-

ковых гранях образца идентичны уже применявшимся ранее приемам [1].

### Процедура измерений

Измерение потенциала электрического поля проводилось с учетом перераспределения плотности тока по сечению, что не давало возможности применять традиционные методы получения полезного сигнала путем коммутации направления магнитного поля и тока через образец. В данном случае изменение направления магнитного поля автоматически приводит к инвертированию знака градиента поля и, как результат, к трансформации картины распределения плотности тока по сечению, когда боковая грань образца с высоким уровнем сигнала превращается в грань с низким уровнем сигнала, и наоборот. Другими словами, сигналы на боковых гранях и в целом по всему объему изменяются при такой операции не только по знаку, но и по абсолютной величине. Не изменяется по абсолютной величине только интегральная холловская разность потенциалов между боковыми гранями. Это обстоятельство было использовано при измерении и систематизации данных. В качестве основного метода контроля, кроме коммутации, использовалось условие потенциальности, когда вихрь поля через любой замкнутый контур равен нулю. Указанные обстоятельства выдвигали жесткие требования к первоначальной ориентации образца, которую выпол-

няли в два приема. Вначале образец наклоняли в плоскости магнитного поля, лежащей перпендикулярно транспортному направлению, до тех пор, пока холловская разность потенциалов не становилась максимальной. В качестве второго шага образец наклоняли в плоскости, проходящей через транспортное направление и вектор напряженности поля, до того момента, пока разность потенциалов вдоль потока заряда на противоположных холловских гранях не достигала максимального разбаланса по величине.

### Результаты эксперимента и их обсуждение

#### Основные закономерности в распределении потенциала вдоль и поперек потока заряда

Как указано ранее, в ходе эксперимента исследовалось пространственное распределение потенциала  $\varphi(x, y)$ . Результаты измерения разности потенциалов между различными точками поверхности образцов и их боковых граней позволяют восстановить картину распределения потенциала вдоль потока заряда и поперек него. На рис. 1 потенциал  $\varphi$  представлен как функция поперечной координаты  $y$  при некоторых значениях локального магнитного поля в образцах, отличающихся параметрами неоднородности. Потенциал в данном случае является возрастающей функцией координаты. В то же время для  $\varphi(x)$  наблюдается качественное различие на гранях, соответствующих сильному и слабому сигналам. Для грани с сильным сигналом потенциал при любом уровне градиентности возрастает. То же можно сказать и о грани, соответствующей слабому сигналу, при малом уровне градиентности. Для грани со слабым сигналом при большой градиентности потенциал является немонотонной функцией координаты  $x$  (рис. 2). Экспериментальные и рассчитанные зависимости  $\varphi(x)$  для обеих граней представлены ниже. На грани, соответствующей слабому сигналу, при малых величинах локального поля ток протекает вдоль градиента потенциала  $d\varphi/dx$ , а с возрастанием локального поля знак  $d\varphi/dx$  претерпевает инверсию.

#### Анализ явления и его интерпретация

Указанные особенности в распределении потенциала электрического поля естественно связать со сложным типом градиента магнитного поля и особенностями закона дисперсии носителей заряда. Для описания явления привлечем результаты модели [1], согласно которой плотность потока заряда вдоль транспортного направления имеет вид

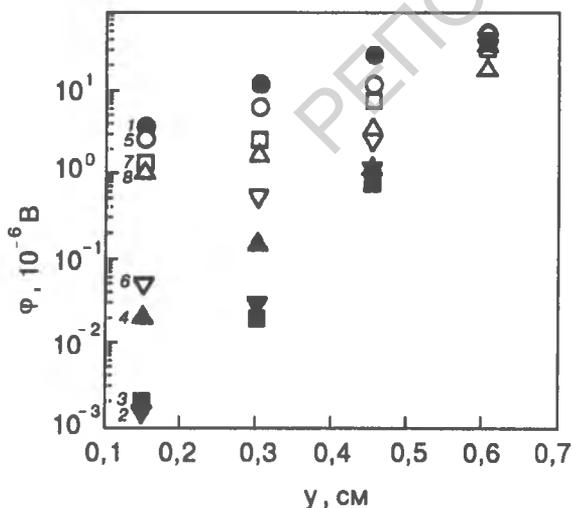


Рис. 1. Зависимость потенциала  $\varphi$  от координаты в направлении, нормальном транспорту заряда, для экспоненциального типа неоднородности при различных значениях относительного градиента  $d$ ,  $\text{см}^{-1}$ : 0,1 (1, 5); 0,4 (2, 6); 0,6 (3, 7); 1,1 (4, 8) и локального магнитного поля  $B$ , Тл: 6,85 (1); 6,50 (5); 6,0 (2); 5,35 (3); 5,20 (6); 4,20 (7); 3,95 (4); 2,40 (8).

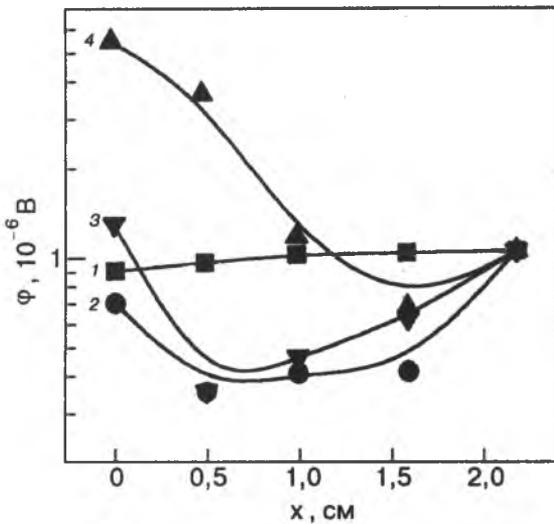


Рис. 2. Распределение потенциала  $\varphi$  вдоль потока заряда на боковой грани образца, соответствующей слабому сигналу, при различных уровнях градиентности магнитного поля  $d$ ,  $\text{см}^{-1}$ : 0,1 (1); 0,4 (2); 0,6 (3); 1,1 (4).

$$j_x = \frac{I R k}{t \rho} \frac{\exp(Rky/\rho)}{\exp(Rkb/\rho) - 1}, \quad j_y = 0. \quad (2)$$

Здесь  $k = dB/dx$  — градиент магнитного поля;  $R$  — коэффициент Холла;  $\rho$  — диагональная компонента тензора магнитосопротивления;  $I$  — интегральный ток;  $t$  и  $b$  — толщина и ширина образца. При постоянных по объему  $k$  и  $\rho$  величина плотности тока  $j_x$  не зависит от координаты  $x$ , а поперечный ток отсутствует. Показатель экспоненты  $Rk/\rho$  определяет степень локализации тока, так что увеличение  $k$  приводит к возрастанию его плотности у грани с сильным сигналом, а увеличение  $\rho$  уменьшает ее. В данной записи боковая грань  $y = 0$  соответствует малому уровню потенциала, а противоположная грань  $y = b$  — большому уровню.

Рассмотренная здесь модель основывается на том, что плотность тока на боковых гранях образца в направлении внутренних нормалей конечна и существует боковой холловский ток, который перераспределяет ток проводимости. Если представить, что имеются две области с постоянными градиентами  $k_1$  и  $k_2$  ( $k_1 < k_2$ ), то в промежутке  $\Delta x$  между этими областями картина распределения тока должна трансформироваться. Это означает, что плотность тока на грани  $y = b$  постепенно увеличивается в переходной области, а на грани  $y = 0$  и в ее окрестности соответственно уменьшается. Подобные изменения могут происходить за счет бокового дрейфа носителей. Величину градиента магнитного поля в переходной области представим в виде

$$k = k_1 + \frac{k_2 - k_1}{\Delta x} x, \quad (3)$$

что соответствует нелинейной зависимости магнитного поля от координаты вдоль потока заряда, реализованной в эксперименте. Предполагая, что вид  $j_x$  должен соответствовать выражению, которое в случае предельного перехода трансформируется в (2), и используя условие неразрывности, определим двумерную картину протекания тока через подобную среду:

$$j_x = \frac{I}{t} f(x) \frac{\exp[f(x)y]}{\exp[f(x)b] - 1},$$

$$j_y = -\frac{I}{t} f'(x) \frac{\exp[f(x)y]}{\exp[f(x)b] - 1} \left\{ y - b \frac{\exp[f(x)b]}{\exp[f(x)b] - 1} \right\}, \quad (4)$$

$$f(x) = \frac{d}{dx} \left( \frac{RB}{\rho} \right), \quad f'(x) = \frac{d}{dx} (f(x)).$$

В таком приближении интегральная величина тока через поперечное сечение не зависит от координаты  $x$  и задается током генератора. Направление поперечного тока определяется знаком параметра  $f'(x)$ . При доминировании числителя в компоненте  $f(x)$  поперечный ток коллинеарен оси  $OY$ , а при более сильной зависимости знаменателя от координаты  $x$  направление поперечного тока противоположно оси  $OY$ . Как показывает анализ, поперечная плотность тока непостоянна вдоль  $y$  и должна иметь экстремум, координата которого определяется выражением

$$y_0 = b \left( 1 - \frac{1}{fb} \frac{\exp(fb) - 1 - fb}{\exp(fb) - 1} \right). \quad (5)$$

Отсюда следует, что при малых значениях параметра  $fb$  экстремум находится посередине ( $y_0 = b/2$ ), а при значениях  $fb > 1$  максимум поперечного тока смещается к грани, соответствующей уровню сильного сигнала. Используя аналитические выражения (4), мы рассчитали зависимости плотности тока вдоль направления градиента поля  $j_x$  и в поперечном направлении  $j_y$  для некоторых величин параметров неоднородности среды, адекватных условиям эксперимента по величине интегрального тока, толщине и ширине образца и т.д. (рис. 3, 4). При получении аналитических характеристик применяли выражение

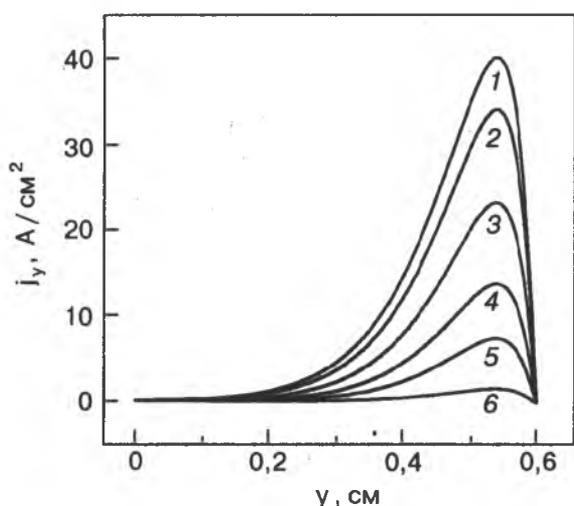


Рис. 3. Теоретическая зависимость плотности поперечного тока  $j_y$  от координаты  $y$  при некоторых значениях параметра неоднородности (6)  $f(x)$ ,  $\text{см}^{-1}$ : 15,7 (1); 16,0 (2); 16,3 (3); 16,5 (4); 16,6 (5); 16,7 (6).

$$f(x) = \frac{R(k + \alpha x)}{R_0 \left[ 1 + \lambda \left( B_0 + kx + \frac{\alpha x^2}{2} \right) \right]^2} \quad (6)$$

Как следует из рис. 3, величина плотности  $j_y$  является функцией параметра  $f(x)$  и уменьшается с его ростом. Такое поведение отвечает изменению поперечного тока от положительных значений к отрицательным, характерным для сильной зависимости сопротивления от поля. Плотность тока  $j_x$  (рис. 4) также обнаруживает немонотонный характер как на боковых гранях образца, так и во всем объеме. Причем характер поведения на противоположных гранях качественно различен, а в

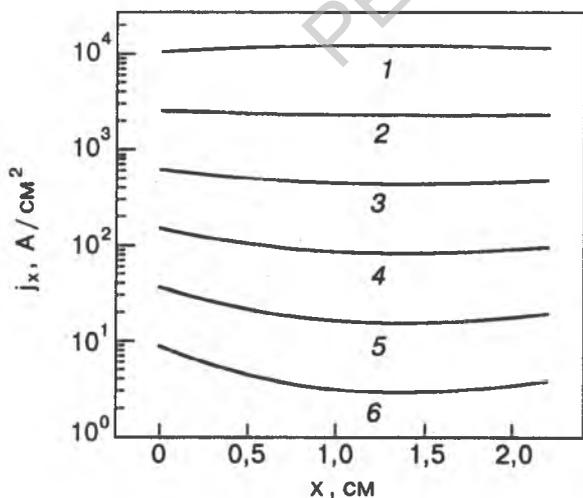


Рис. 4. Аналитическое распределение плотности тока  $j_x$  вдоль градиента поля при различных значениях поперечной координаты  $y$ , см: 0,6 (1); 0,5 (2); 0,4 (3); 0,3 (4); 0,2 (5); 0,1 (6).

промежуточной области он трансформируется от одного типа к другому.

Исходя из выражений (4) для плотности тока  $j_x$  и  $j_y$  и условия тензорной связи между электрическим полем и током, легко восстановить характер зависимости потенциала электрического поля  $\varphi(x, y)$  по объему образца. В частности, для анализируемого здесь нелинейного типа неоднородности потенциал можно выразить как

$$\varphi(x, y) = \frac{I}{t} R \left( B_0 + kx + \frac{\alpha x^2}{2} \right) \exp [f(x)(y - b)] \quad (7)$$

Данное выражение было получено в приближении  $f(x)b > 1$ . Такой вид распределения описывает обсуждаемую пространственную немонотонную зависимость потенциала от координаты  $x$ . Действительно, для боковой грани образца, соответствующей большому уровню потенциала, имеем

$$\varphi(x, y = b) = \frac{I}{t} R \left( B_0 + kx + \frac{\alpha x^2}{2} \right) \quad (8)$$

Для боковой грани, соответствующей малому уровню сигнала,

$$\varphi(x, y = 0) = \frac{I}{t} R \left( B_0 + kx + \frac{\alpha x^2}{2} \right) \exp [-f(x)b] \quad (9)$$

где два конкурирующих фактора приводят к немонотонности. В случае, когда  $\exp [f(x)b]$  велика по сравнению с единицей, можно, не нарушая общности рассмотрения, записать более симметризованное выражение для пространственной зависимости  $\varphi(x, y)$ , которое обеспечивает условие нормировки по току и представляет развитие предыдущей модели:

$$\varphi(x, y) = \frac{I}{t} R \left( B_0 + kx + \frac{\alpha x^2}{2} \right) \frac{\exp [f(x)y]}{\exp [f(x)b] - 1} \quad (10)$$

С помощью полученного выражения для потенциала были рассчитаны кривые пространственной зависимости  $\varphi(x, y)$  на боковых гранях образца, а также в направлении, перпендикулярном транспорту. На рис. 5 и 6 представлены наиболее типичные экспериментальные и соответствующие им аналитические зависимости потенциала  $\varphi(x, y = 0)$ ,  $\varphi(x, y = b)$  и  $\varphi(x = \text{const}, y)$ , рассчитанные на основании выражения (10), когда градиент поперечного магнитного поля является линейной функцией координаты. Как показывают результаты расчета и эксперимента, при определении зависимости потенциала вдоль координаты  $x$  вклад в электрическое поле от поперечного тока в целом

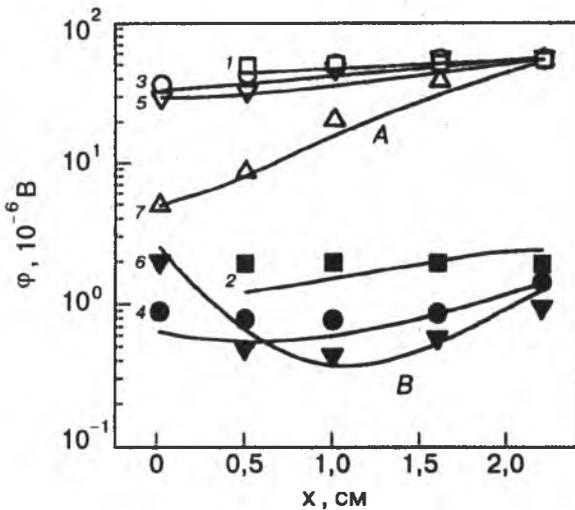


Рис. 5. Потенциал  $\phi$  как функция координаты вдоль потока заряда на боковых гранях (A — грань образца, соответствующая сильному сигналу, B — слабому) при различных параметрах неоднородности  $k$ , Тл/см;  $\alpha$ , Тл/см<sup>2</sup>: 0,9; 0,1 (1, 2); 1,0; 0,5 (3, 4); 0,7; 1,0 (5, 6); 0,15; 2,6 (7). Символы — эксперимент, линии — теория.

следует учитывать, так как холловская компонента сопротивления  $\rho_{xy}$  в  $\omega\tau$  раз ( $\omega$  — циклотронная частота;  $\tau$  — время релаксации) больше диагональной компоненты  $\rho_{xx}$  по абсолютной величине, и поэтому величина  $\rho_{xy}j_y$  может существенно повлиять на общую картину поля. Особенно это актуально для грани образца, отвечающей низкому уровню сигнала, где компоненты плотностей тока вдоль потока заряда и поперек него могут быть сравнимы. Отметим, что поведение потенциала на грани, соответствующей сильному сигналу, в приближении  $\exp[f(x)b] \gg 1$  аналогично полученному ранее в [1] аналитическому выражению для экспоненциального типа неоднородности, где постулировалось, что в направлении внутренней нормали на этой грани поперечный ток отсутствует. Такое предположение оправданно для больших уровней неоднородности, поскольку характер потенциала в таких условиях определяется преимущественно компонентой  $j_x$ . Пренебрежение поперечным током для грани  $y = 0$  приведет к изменению поведения потенциала, качественно подобному поведению  $\phi$  на грани  $y = b$ , что наблюдается экспериментально только тогда, когда степень неоднородности и нелинейности магнитного поля малы. Можно утверждать, что инверсия знака компоненты электрического поля на грани, соответствующей слабому сигналу, есть следствие конкуренции двух вкладов, противоположных по знаку, при перераспределении плотности тока  $j_x$  за счет бокового дрейфа носителей, приводящего к появлению тока  $j_y$ .

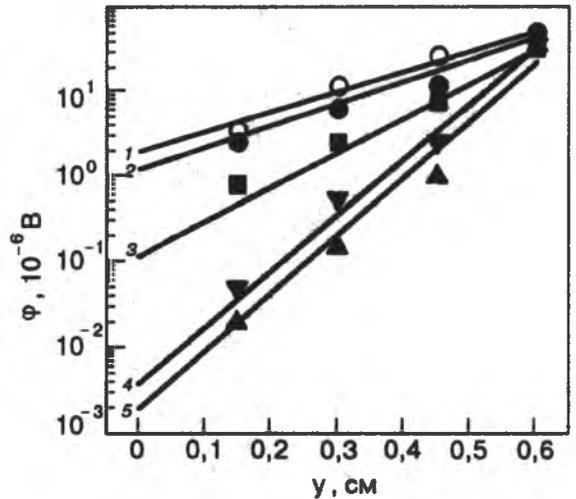


Рис. 6. Зависимости потенциала  $\phi$  от поперечной координаты для ряда значений параметров неоднородности  $k$ , Тл/см;  $\alpha$ , Тл/см<sup>2</sup>: 0,9; 0,1 (1, 2); 0,7; 1,0 (3); 1,0; 0,5 (4); 0,15; 2,6 (5) при различных величинах локального магнитного поля  $B$ , Тл: 6,75 (1); 5,8 (2); 4,34 (3); 4,73 (4); 3,09 (5). Символы — эксперимент, линии — теория.

Уточним, что при больших уровнях неоднородности, когда магнитное поле изменяется в пределах образца на сотни процентов, величина показателя степени в экспоненте может сравниться с единицей или даже стать меньше. В таких условиях вид аналитической зависимости для потенциала более сложен. Следует отметить, что на экспериментальную картину может влиять и движение зарядов в направлении магнитного поля, которое игнорировалось в модельном приближении. Учет этого выходит за рамки данной работы и требует отдельного исследования.

### Заключение

Два фактора, воздействующие на протекание заряда, — пространственная нелинейность поперечного магнитного поля вдоль транспорта и зависимость сопротивления от величины поля — рассмотрены в задаче о переносе заряда в криопроводнике пластинчатой формы из нормального металла (поликристаллический алюминиевый образец). Вышеназванные факторы стимулируют возникновение дополнительных процессов перераспределения плотности потока заряда в поперечном направлении, что приводит к инверсии знака электрического поля у одной из боковых граней образца.

Аналитическая модель построена в рамках двумерного приближения. Установлено, что тип поведения потенциала в области грани образца, отвечающей сильному сигналу, в значительной

степени формируется пространственной зависимостью магнитного поля, задающего локальные значения недиагональной холловской компоненты тензора сопротивления. В области грани, отвечающей низкому уровню потенциала, в формировании картины существенную роль играет поперечный холловский ток.

Данное исследование базировалось на учете специфики кинетических явлений в проводниках из нормального металла в поликристаллическом состоянии. Основные закономерности явлений переноса в неоднородном магнитном поле могут быть адаптированы к другим криопроводникам, поскольку характер формирования резистивных свойств в магнитном поле у них качественно подобен, а существующие различия количественного порядка, связанные с толщиной слоя открытых орбит, учтены в полученной модели.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Беларуси.

### Magnetostimulated inhomogeneity of conductivity and non-local transport phenomena in metals

V. R. Sobol, O. N. Mazurenko, and A. A. Drozd

The charge transport in the conducting anisotropic medium having magnetostimulated inhomogeneity of the kinetic coefficients along the transport direction has been investigated experimentally and analytically. The experimental samples were polycrystal high-purity aluminum patterns where the inhomogeneity of conductivity was modeled with the curving current lines so that the local normal component of the magnetic field varied in accordance with the exponential and quadratic law. The character of the electric potential was determined using the tensor connection between the current density and the electric field. The phenomenon of the spatial sign inversion for the electric field is described as resulting from the competition of the contributions made by the current in the direction of the transverse magnetic field gradient and by the Hall current normal to the gradient.

1. О. Н. Мазуренко, В. Р. Соболев, А. А. Дрозд, *ФНТ* **21**, 78 (1995).
2. O. N. Mazurenko and A. A. Drozd, *Czech. J. Phys.* **46**, (S5), 2549 (1996).
3. V. R. Sobol, O. N. Mazurenko, and A. A. Drozd, *Proc. ICECI16/ICVC*, Kitakyushu, Japan (1996).
4. М. Я. Азбель, В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **49**, 572 (1965).
5. М. Я. Азбель, В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **55**, 1980 (1968).
6. Ю. А. Дрейзин, А. М. Дыхне, *ЖЭТФ* **63**, 242 (1972).
7. M. P. Krefta, O. R. Christianson, and J. H. Parker, *Cryogenics* **36**, 291 (1996).