

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ
Институт физики твердого тела и полупроводников

АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Сборник статей
к 40-летию ИФТТП НАН Беларуси
и 90-летию его основателя
академика Н.Н. Сироты

Минск
«Беларуская навука»
2003

МАГНИТНОЕ СЖАТИЕ ЛИНИЙ ТОКА В МЕТАЛЛАХ

В. Р. Соболев, О. Н. Мазуренко

Введение. В данной статье обобщены материалы многолетних исследований авторами проблемы воздействия сильного стационарного магнитного поля на электрические свойства чистых металлов при низких температурах. Основное внимание уделено экспериментальному и аналитическому изучению процессов протекания тока в условиях неоднородности проводимости, когда объемные характеристики нелокальны и их нельзя описать простым суммированием свойств по каждой отдельной точке среды.

Как известно, сжатие токовых линий имеет место в потоках быстрых заряженных частиц при воздействии собственного магнитного поля, неоднородного в радиальном направлении. Магнитное поле создает электродинамические силы, аналогичные силам притяжения между двумя проводниками с коллинеарными токами. Когда магнитное давление преобладает над газокинетическим и пространственный электрический заряд мал, происходит уменьшение поперечного сечения токового шнура плазмы, что наблюдается в условиях ее квазинейтральности.

В металлических проводниках подобный эффект сжатия недостижим из-за пространственного заряда и невозможности создать большие плотности тока. Тем не менее, в металлах высокой чистоты, имеющих при низких температурах макроскопическую длину свободного пробега электронов, роль магнитной компоненты поля повышается, и она становится важным фактором воздействия на динамику носителей. Это приводит к процессам пространственного перераспределения токовых линий в криопроводниках и к зависимости свойств от электрических и магнитных полей, характера и масштаба их неоднородности. К примеру, в криогенных машинах, работающих на принципах концентрации магнитной энергии постоянного тока, технологически неустраняемые факторы (неоднородность поля в объеме соленоида или электромагнита) перераспределяют токовые линии по сечению, ухудшая проводящие свойства проводников.

1. Анализ электронных кинетических явлений и сжатие линий тока. Пространственная неоднородность проводимости существенно влияет на характеристики проводников в условиях анизотропии, стимулированной магнитным полем B , которое вызывает дополнительное изменение кинетических коэффициентов от точки к точке поликристаллической среды. В этом случае электрические параметры, например сопротивление, могут сильно отличаться от характеристик монокристаллов [1, 2]. Эффективная проводимость, как коэффициент связи между усредненными по объему полем и током, отличается от проводимости в любой из точек образца. Это означает, что термодинамические потоки и поля определяются свойствами не только в данной точке, но и в соседних областях через градиентные вклады.

Зависимость объемных свойств от внешних условий имеет место для пленочных образцов, когда поверхность оказывает влияние на электронную функцию распределения [3, 4]. Неоднородность проводимости и сжатие линий тока, называемое статическим скин-эффектом, наблюдается в материалах с высокой степенью компенсации электронных и дырочных объемов [5, 6]. Токковые линии перераспределяются к поверхности, так как подвижность электронов в приповерхностном слое в присутствии сильного магнитного поля больше из-за нарушения циклического характера движения частиц.

В полупроводниках наблюдается неоднородное протекание тока из-за флуктуаций проводимости, обусловленных неоднородностью легирования. При направленном изменении проводимости вдоль тока его плотность изменяется между холловскими гранями, а падение напряжения на противоположных гранях несимметрично относительно центра образца. Изменение направления магнитного поля «переключает» сигналы граней, т. е. имеет место инверсионный эффект [7—9].

Электрическое поле в условиях неоднородности проводимости описывается уравнением для потенциала φ , имеющим вид [9]:

$$\ddot{X} + \frac{K}{\sigma} \dot{X} + \dot{Y} + \frac{K\Omega\tau}{\sigma} \dot{Y} + (\Omega\tau)^2 Z = 0. \quad (1)$$

Здесь $\varphi = X(x)Y(y)Z(z)$, $K = \partial\sigma/\partial x$, σ — проводимость при $B_z = 0$, ток течет вдоль x . Если пренебречь движением частиц вдоль z и считать $K\Omega\tau/\sigma$ не зависящим от x , то $\varphi = C \exp(-K\sigma^{-1}(x + \Omega\tau y))$, и ток концентрируется у одной из граней. В [9] отмечено, что неоднородность проводимости, вы-

званная действием магнитного поля, также должна привести к эффекту скинирования постоянного тока.

Скинирование постоянного тока и теплового потока и инверсионный эффект были обнаружены в неоднородных по проводимости образцах полуметаллов, где дефекты изменяют концентрацию носителей заряда из-за большой величины константы деформационного взаимодействия [10]. В металлах магнитное поле перераспределяет токовые линии при неоднородности, связанной с формой образца, неодинаковостью сечения, пустотами в объеме, дефектами поверхности в форме ступенек и т. д. [11, 12].

В работе [13] исследовалось сопротивление алюминия, и в качестве одной из причин расхождения с теорией предполагалась неоднородность поля электромагнита. В [14—16] рассмотрено влияние неоднородного магнитного поля на протекание тока и потока тепла в пластинчатых поликристаллических образцах. Эффект, названный «шнурованием», проинтерпретирован как результат движения частиц в неоднородном поле Холла. Получены качественные соотношения, связывающие распределение электрического поля и плотности тока в приближении изотропного закона дисперсии. В этих работах достигнут прогресс в понимании обсуждаемых явлений.

О характере протекания тока в объеме проводника можно судить лишь косвенно, основываясь на экспериментальных результатах по распределению потенциала поля на поверхности. Для получения количественного соответствия между экспериментом и теорией необходимо аналитическое решение задачи с воспроизведением модельных соотношений при измерениях. При ограниченности объема ячейки гелиевого криостата традиционный способ создания неоднородности поля полюсными наконечниками неэффективен, поскольку наряду с требуемой по условиям задачи компонентой градиента присутствуют нежелательные компоненты. Данное обстоятельство потребовало привлечения других методов создания регулярной пространственной неоднородности проводимости.

2. Экспериментальное моделирование неоднородности проводимости. Метод искривления токовых линий альтернативен искривлению магнитных силовых линий полюсными наконечниками. Впервые он был применен для увеличения градиента поля без контроля за регулярностью его изменения [16]. Суть метода в том, что изогнутый образец располагают в однородном магнитном поле, обеспечивая изменение нормальной компоненты поля вдоль тока.

Здесь рассматриваются линейный, экспоненциальный и квазиквадратичный законы неоднородности поля:

$$B = B_0 + B'x'; \quad B = B_0 \exp(kx'); \quad B = B_0 + B'x' + \alpha^B x'^2/2. \quad (2)$$

Координата x' отсчитывается вдоль искривленного профиля образца. Выбор законов (2) обусловлен последовательностью перехода от простого вида неоднородности к сложному. Линейный тип наиболее удобен для анализа, он применялся в предшествующих работах. Экспоненциальный закон моделирует нелинейную зависимость, и анализ на основе уравнения Лапласа можно провести с общих позиций для замкнутых и открытых поверхностей Ферми. Квазиквадратичный тип неоднородности представляет собой упрощенный вариант нелинейной пространственной зависимости магнитного поля.

Основным методом задания профиля образца является кусочно-линейная аппроксимация при рассечении рабочей зоны на отрезки с определением для каждого из них угла наклона (рис. 1). Углы α_1, α_2 и т. д. определяют локальные значения нормальной проекции поля $B_{zj} = B_0 \cos \alpha_j$. При уменьшении длины отрезков профиль трансформируется к гладкой кривой.

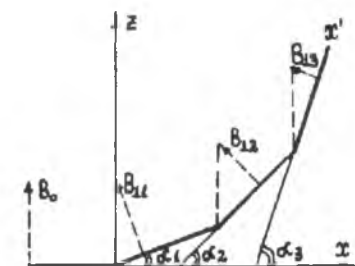


Рис. 1. Кусочно-линейная аппроксимация при определении профиля образца

Для задания профиля образца можно также применять аналитический метод, используя уравнение, которое содержит искомую форму $f(x)$:

$$B_0 \cos(\arctg(f'_x)) = F \left(\int_{x_0}^x \sqrt{1 + f_x'^2} dx \right). \quad (3)$$

В левой части (3) содержится локальная нормальная проекция внешнего поля, а в правой — требуемый закон ее изменения. В частности, для линейной зависимости: $B_0 \cos(\arctg(f'_x)) =$

$$= B_0 - B' \int_{x_0}^x \sqrt{1 + f_x'^2} dx \quad \text{и при } f'_x \ll 1 \quad f(x) = 2/3 \sqrt{2B'B_0^{-1}x^{3/2}}.$$

Для экспоненциального закона соотношение (3) трансформируется к

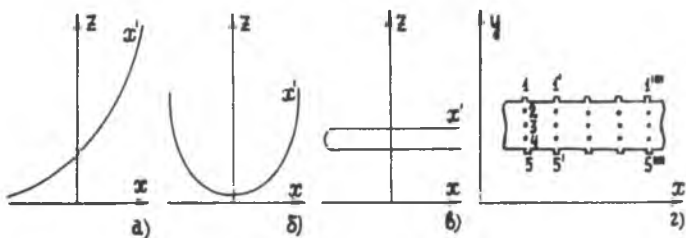


Рис. 2. Профили образцов, их расположение в поле B_0 , параллельном оси Z : a — асимметричный, b — симметричный U -образный, $в$ — симметричный C -образный; $г$ — потенциальные контакты в рабочей зоне образца в плоскости XY

виду $f_x' \left(1 + f_x'^2\right)^{-3/2} df_x' = k dx$. При $f_x' \ll 1$ решение имеет вид $f(x) = 2/3 \sqrt{2k} x^{2/3}$, а при $f_x' \gg 1$ $f(x) = k^{-1} \ln \left[(kx + 1)^{-1} \right]$.

В эксперименте применяли образцы с различной симметрией магнитного поля и его градиента относительно центра (рис. 2). Исходным пластинам придавали необходимую форму путем изгиба на шаблоне. При проведении измерений регистрировали потенциал ϕ с учетом неоднородного распределения плотности тока по сечению. В качестве основного метода контроля использовали условие потенциальности и проводили измерения по замкнутым контурам, достигая равенства нулю вихря электрического поля вдоль любого из них.

3. Приближение изотропного закона дисперсии. Как первый шаг в изучении проблемы линейное приближение допустимо при малости градиента поля, когда можно пренебречь анизотропией закона дисперсии носителей и получить простое уравнение для потенциала.

Как сказано выше, в условиях магнитостимулированной неоднородности проводимости вдоль тока наблюдается неоднородность поля Холла с несимметричным падением напряжения на холловских гранях. На одной из боковых граней поле велико (грань сильного сигнала), а на другой — мало

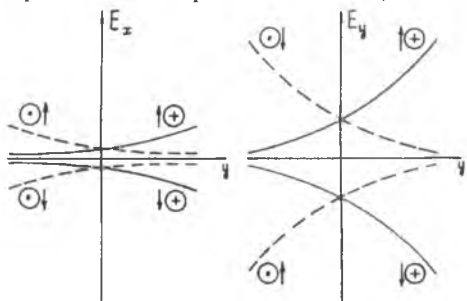


Рис. 3. Схема распределения компонент электрического поля E_x и E_y вдоль холловского направления в проводнике при изменении направления тока (стрелки) и неоднородного магнитного поля (точка и крестик)

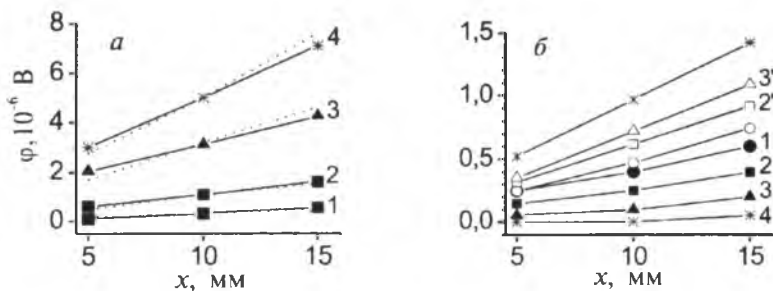


Рис. 4. Потенциал на гранях сильного (а) и слабого (б) сигналов для поля B_0 , Тл; B' , Тл/см: 0,4; 0,04 (1); 1,4; 0,14 (2); 4,3; 0,43 (3); 7,1; 0,7 (4). Сплошные символы — $B' \neq 0$, пустые — $B' = 0$. Сплошные линии — эксперимент, прерывистые — расчет

(грань слабого сигнала). Между боковыми гранями поле изменяется от максимального уровня к минимальному. Инвертирование направления тока I сохраняет распределение поля по абсолютной величине. Инвертирование B изменяет картину, перебрасывая сигналы между гранями. Из иллюстративной схемы эффекта (рис. 3) видно подобие поведения компонент электрического поля вдоль направления действия силы Лоренца. Описанные качественные закономерности наблюдаются во всем диапазоне экспериментально реализованных значений поля до 8 Тл и его градиента до 5,5 Тл/см.

На рис. 4. представлено пространственное изменение электрического потенциала в условиях линейной неоднородности магнитного поля. Угол наклона для $\varphi(x, y = \text{const})$ возрастает при удалении от грани слабого сигнала. На грани сильного сигнала φ отклонен от значения в однородном поле в большую сторону, а на грани слабого сигнала — в меньшую. Потенциал φ вдоль координаты y изменяется между гранями слабого и сильного сигнала монотонно и является нелинейной функцией, наподобие степенной с показателем больше единицы (рис. 5).

Анализ явления проводится в приближении изотропного рассеяния, когда уравнение для потенциала φ имеет вид:

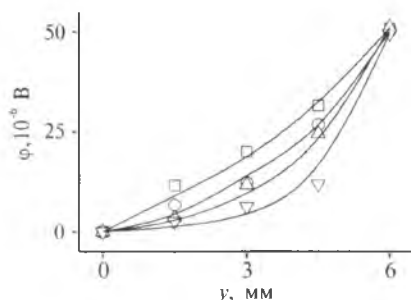


Рис. 5. Потенциал поля поперек тока. В сечении измерения $B = 6,7$ Тл; B' , Тл/см: 0,2 (квадраты); 0,3 (кружки); 0,5 (треугольники вверх); 0,7 (треугольники вниз); символы — эксперимент; линии — расчет

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \frac{2\beta}{1+\beta^2} K \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{1-\beta^2}{1+\beta^2} K \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0, \quad (4)$$

где $K = \partial\beta/\partial x$. При $\beta \gg 1$ решение получено разделением переменных:

$$\varphi = -I\beta \exp(Ky) \{t\sigma[\exp(Kb) - 1]\}^{-1}. \quad (5)$$

Здесь b и t — ширина и толщина образца. Из (5) следует, что поперечный ток Холла отсутствует, и токовый вихрь проявляет себя через зависимость компоненты j_x от координаты y , сжимая линии тока у грани сильного сигнала:

$$j_x(y) = IK \exp(Ky) \{t[\exp(Kb) - 1]\}^{-1}. \quad (6)$$

Сопоставление экспериментальных и аналитических зависимостей позволяет заключить, что приближение свободных электронов адекватно при градиентах до 0,05—0,1 Тл/см в поле до 1—1,5 Тл [17]. Из полученных соотношений следует, что компоненты электрического поля не могут быть немонотонными функциями x и y , что означало бы наличие точек перегиба в зависимости φ от x и y . Зарегистрированные в [14, 15] немонотонности $E_y(y)$, вероятно, являются следствием конечности полюсных наконечников. Соотношение (5) позволяет решить обратную задачу определения параметров неоднородного поля по результатам потенциометрических измерений [18].

4. Нелинейность магнитного поля и большие масштабы градиента. При больших градиентах анизотропия поверхности Ферми оказывает влияние на локальные значения кинетических коэффициентов из-за ее несферичности и магнитоперебросной диффузии [18—21]. В эксперименте исследован диапазон характеризующих магнитное поле параметров: k от 0,01 см⁻¹ до 1 см⁻¹, B от 0,05 Тл/см до 1 Тл/см и α^B от 0,05 Тл/см² до 3 Тл/см². Поведение φ отличается от рассмотренного линейного случая, и для грани сильного сигнала потенциал является нелинейной функцией x (рис. 6). Вдоль холловского направления, как и при линейном законе, сигнал увеличивается от одной боковой грани к другой (рис. 7).

С увеличением локального поля кривизна потенциальной линии растет, но холловская разность потенциалов не превышает своего значения для однородного поля. Существующие экспериментальные данные свидетельствуют о необычности поведения потенциала φ у грани слабого сигнала (рис. 8, 9). Зави-

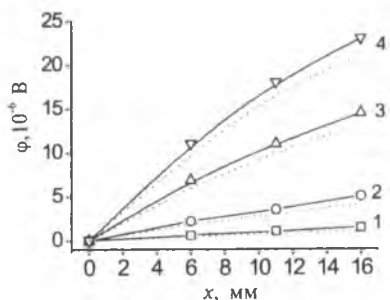


Рис. 6. Электрический потенциал на грани сильного сигнала при $V = B_0 \exp(kx)$: $k = 0,3 \text{ см}^{-1}$; B_0 , Тл: 0,35 (1); 1,4 (2); 4,3 (3); 5,0 (4); линии — эксперимент, пунктир — расчет

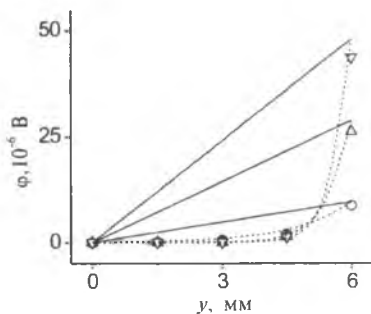


Рис. 7. Потенциал поперек тока при $V = B_0 \exp(kx)$: $k = 0,3 \text{ см}^{-1}$. Локальное поле B_z , Тл: 1,2 (кружки); 3,6 (треугольники вверх); 6,0 (треугольники вниз); штриховые линии — расчет, сплошные линии — однородное поле

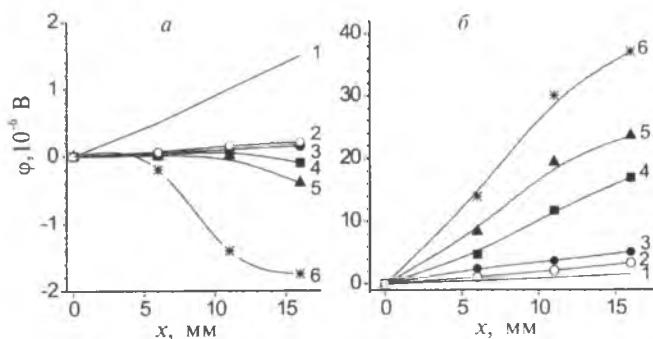


Рис. 8. Изменение потенциала вдоль тока для граней слабого (а) и сильного (б) сигналов при значениях показателя степени экспоненты k , см^{-1} : 0 (1); 0,05 (2); 0,1 (3); 0,3 (4); 0,5 (5); 1,0 (6), максимальная величина поля 5,5 Тл

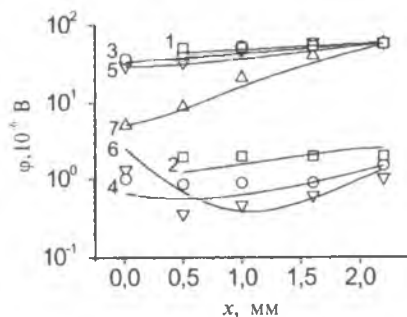


Рис. 9. Потенциал ϕ вдоль тока на гранях сильного (1, 3, 5, 7) и слабого (2, 4, 6) сигналов при параметрах неоднородности B' , Тл/см; α^B , Тл/см²: 0,9; 0,1 (1, 2); 1,0; 0,5 (3, 4); 0,7; 1,0 (5, 6); 0,15; 2,6 (7); символы — эксперимент, линии — теория

симось ϕ от x на слабой грани определяется степенью неоднородности. При малом градиенте магнитного поля электрический потенциал сильной и слабой граней имеет прирост одного знака, а при большом градиенте потенциал слабой грани немонотонен.

В направлении, поперечном транспорту, ϕ монотонен. Наблюдаемая инверсия знака электрического поля указывает на существование поперечного холловского тока [22]. В противном случае при отсутствии бокового дрейфа частиц инверсия знака поля означала бы отрицательность локальной диагональной компоненты тензора сопротивления, что противоречит общим принципам неравновесной термодинамики и закону возрастания энтропии.

5. Инверсия знаков магнитного поля, тока и градиента. Полученные аналитические выражения согласуются с экспериментом при инверсионных операциях. Изменение направления I предполагает смену его знака. Изменение направления B изменяет и его градиент. Однако возможна ситуация, когда изменение знака dB/dx не сопровождается инверсией B и наоборот, т. е. реализуется независимая инверсия поля и его градиента.

Здесь смоделировано движение частиц в магнитном поле, когда оно симметрично либо антисимметрично относительно центра образца вдоль тока (рис. 10).

Проводник U-формы ориентирован так, что нормальная к широкой грани проекция внешнего поля достигала в центральной области максимального ($U \parallel B$, рис. 2, б) или минимального ($c \perp B$, рис. 2, в) значения [16, 23]. Для симметричной конфигурации полное изменение потенциала в пределах неоднородной области примерно одинаково для обеих холловских граней (рис. 11, а). На каждой из граней имеются участки с сильным и слабым ростом ϕ , что согласуется с принятой моделью. Действительно, для одного из участков dB/dx имеет положительный знак и большой уровень ϕ , а для другого градиент отрицателен со слабым изменением потенциала.

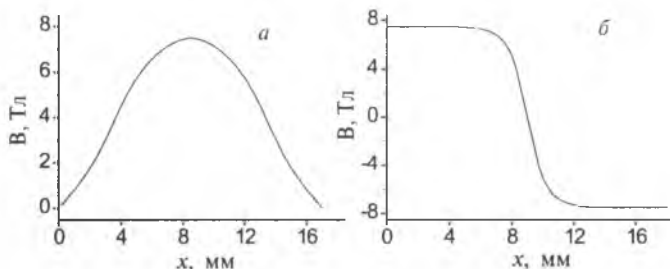


Рис. 10. Локальная нормальная компонента магнитного поля B вдоль тока: a — симметричная топология, $U \parallel B$, b — инверсия направления B , $c \perp B$

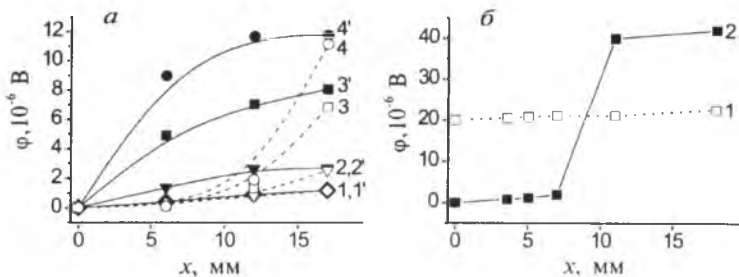


Рис. 11. Потенциал поля на боковых гранях вдоль тока: *a* — симметричная топология ($U \parallel B$), B : Тл: 0,14 (1, 1'); 1,4 (2, 2'); 4,3 (3, 3'); 7,1 (4, 4'); *b* — инверсия направления B ($\perp B$); $B = 7,5$ Тл; 1 и 2 — грани слабого и сильного сигналов

Для асимметричной конфигурации с инверсией B на одной из боковых граней ϕ резко изменяется в центральной области (рис. 11, б). Вне центра образца нормальная компонента B остается практически постоянной, и ток локализуется у одной из граней, а противоположная является гранью слабого сигнала и отображает низкий уровень изменения ϕ [24].

Можно заключить, что только само магнитное поле и его градиент в виде их векторного произведения определяют направление дополнительного движения частиц и место локализации линий тока. Изменение знака dB/dx может быть вызвано не только инверсией B , но и x , что фактически означает изменение направления тока. Неизменность картины скинирования при инверсии I означает необходимость переопределения системы отсчета, когда изменение направления движения частицы приводит к инверсии силы Лоренца. Инвариантность потенциальной картины следует при переобозначении координат холловских граней.

6. Концепция вихревого тока. В ситуации, когда магнитное поле изменяется на десятки процентов, анизотропия закона дисперсии воздействует на картину токового распределения. Диагональная компонента тензора сопротивления линейно зависит от B : $\rho_{xx} = \rho_s (1 + \lambda_B B)$, здесь ρ_s — насыщающаяся часть, λ_B — поправка. При анализе удобно использовать дифференциальное уравнение для плотности тока:

$$\rho_{xx} \frac{\partial j_x}{\partial y} + \rho_{xy} \frac{\partial j_y}{\partial y} - \frac{\partial \rho_{yx}}{\partial x} j_x - \rho_{yx} \frac{\partial j_x}{\partial x} - \frac{\partial \rho_{yy}}{\partial x} j_y - \rho_{yy} \frac{\partial j_y}{\partial x} = 0. \quad (7)$$

При $\partial \rho_{yx} / \partial x = \text{const}$ уравнение (7) преобразуется к виду $\rho_{xx} \partial j_x / \partial y - j_x \partial \rho_{yx} / \partial x - \rho_{yy} \partial j_y / \partial x = 0$, когда возможно существование поперечного тока. Предположим, что вблизи боковых гра-

ней зависимость поперечного тока $\partial j_y / \partial x$ не оказывает существенного влияния на картину распределения поля. Тогда из (7) следует, что

$$j_x = \frac{l \rho'_{yx}}{t \rho_{xx}} \frac{\exp(y \rho'_{yx} / \rho_{xx})}{\exp(b \rho'_{yx} / \rho_{xx}) - 1}. \quad (8)$$

Решение (8) не конкретизирует особенности характера движения частиц в поперечном направлении. Зная j_x , можно восстановить вид φ на грани слабого сигнала:

$$\varphi(x, y = 0) = -l \rho_{yx} t^{-1} [\exp(\rho'_{yx} b / \rho_{xx}) - 1]^{-1}. \quad (9)$$

Такой тип зависимости предсказывает инверсию. Рассмотрим поперечный ток, используя для связи между j_y и j_x соотношения неразрывности. Следуя (8), ρ'_{yx} , равное $\partial \rho_{yx} / \partial x$, повышает j_x у сильной грани, а ρ_{xx} уменьшает его. Полагая, что вид j_x при $d\mathbf{B}/dx = \text{const}$ и $\rho_{xx} = \text{const}$ должен сходиться к (6), получаем:

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

$$j_y = -\frac{l}{t} f'(x) \frac{\exp[f(x)y]}{\exp[f(x)b] - 1} \left\{ y - b \frac{\exp[f(x)b]}{\exp[f(x)b] - 1} \right\}, \quad (10)$$

$$f(x) = \frac{d}{dx} \left(\frac{R^H B}{\rho} \right), \quad f'(x) = \frac{d}{dx} (f(x)).$$

На основе (10) в приближении $f(x)b > 1$ можно определить характер зависимости потенциала $\varphi(x, y)$ для квазиквадратичного закона изменения поля:

$$\varphi(x, y) = -l t^{-1} R (B_0 + B'x + \alpha^B x^2 / 2) \exp[f(x)(y - b)]. \quad (11)$$

Выражение (11) описывает экспериментально наблюдаемую немонотонность электрического потенциала, когда неоднородность магнитного поля и рост магнитосопротивления поочередно доминируют друг над другом [18, 25].

7. Сопротивление криопроводника при неоднородности проводимости. Проблема измерения эффективного сопротивления при неоднородности проводящих свойств заключается в создании адекватных потенциометрических методик. Обычно используются длинные образцы с однородным распределением тока,

где сигнал с любой пары контактов позволяет определить удельное сопротивление материала и сопротивление всего образца. При неоднородности проводимости возникает вопрос, какую грань привлекать для оценок.

Сжатие токовых линий можно оценить, используя комбинацию разности потенциалов на обеих холловских гранях, и исходя из этого, так представить приведенное эффективное сопротивление:

$$R^e/R^0 = (\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 - \Delta\varphi)/\Delta\varphi, \quad (12)$$

где R^e и R^0 — сопротивление в неоднородном и однородном поле, $\Delta\varphi_1$ и $\Delta\varphi_2$ — разность потенциалов вдоль тока для граней сильного и слабого сигналов, $\Delta\varphi$ — разность потенциалов в однородном поле. В выражении (12) используется эффект неравного по величине алгебраического приращения потенциала для граней сильного и слабого сигналов к исходной разности $\Delta\varphi$ в однородном поле. Сопротивление проводника в условиях неоднородности магнитного поля, рассчитанное по результатам потенциометрических измерений, приведено на рис. 12.

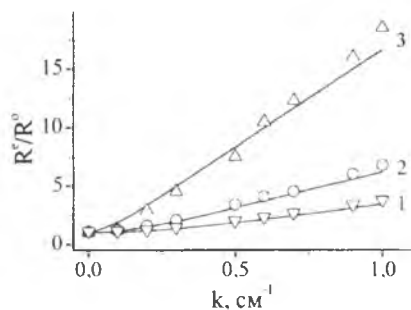


Рис. 12. Приведенное локальное сопротивление участка образца при неоднородности проводимости; поле B , Тл: 0,5 (1), 1 (2), 5 (3); символы — расчет на основе соотношения (12); линии — теория; $\rho = 4 \cdot 10^{10}$ Ом см, $\lambda_B = 0,1$ Тл⁻¹, $b = 0,6$ см

При аналитическом рассмотрении R^e/R^0 находили из отношения величин диссипируемой в сечении образца энергии в неоднородном и однородном поле.

Используя (10), приведенное сопротивление при экспоненциальном законе изменения магнитного поля можно представить в виде:

$$\frac{R^e}{R^0} = \frac{fb}{2} \frac{\exp(2fb) - 1}{[\exp(fb) - 1]^2} \left\{ 1 + \frac{f'^2}{f^4} \left[1 + \frac{fb \exp(fb)}{\exp(2fb) - 1} \right] \right\}. \quad (13)$$

Сделанные на основе выражения (13) оценки сопротивления R^e/R^0 представлены на рис. 13.

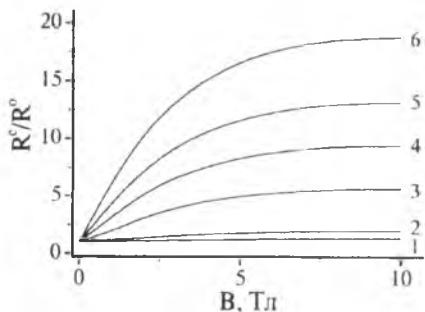


Рис. 13. Приведенное сопротивление при экспоненциальной неоднородности: k , см^{-1} : 0,05 (1); 0,1 (2); 0,3 (3); 0,5 (4); 0,7 (5); 1 (6); $\rho = 4 \cdot 10^{-10}$ Ом·см, $\lambda_B = 0,1$ Тл $^{-1}$, $b = 1$ см

Начальная область сильных полей в диапазоне 1—2 Тл обнаруживает заметное влияние неоднородности и самого поля на уровень сопротивления проводника. В полях выше 5 Тл поведение характеристик выходит в режим насыщения. Используя понятие эффективного поля и зная поведение ρ_{yx} и ρ_{xx} , можно распространить выводы на температурную область от гелия до азота. Коэффициент Холла слабо зависит от температуры и примесного рассеяния [26], ρ_{xx} растет с ростом T и концентрации примесей. Как результат, параметр ρ'_{yx}/ρ_{xx} снижается при росте температуры выше 10 К, а также с уменьшением чистоты. В итоге с увеличением температуры и концентрации примесей приведенное сопротивление стремится к единице, дополнительная диссипация по сравнению с уровнем в однородном поле уменьшается. Однако малые значения R^e/R^0 для грязных образцов не могут являться доказательством их преимущества перед чистыми. Рассеяние энергии определяется абсолютным значением R^e , которое может быть велико даже при малости отношения R^e/R^0 [27].

Заключение. На основании проведенных исследований построена концепция статического скин-эффекта для тока проводимости в криопроводниках холловской геометрии при магнитостимулированной неоднородности проводимости, включающая экспериментально и аналитически согласованную модель вихревого тока.

Метод искривления токовых линий при моделировании неоднородности воздействия магнитного поля на протекание заряда в криопроводниках позволил обеспечить пространственную регулярность неоднородности проводимости в большом рабочем объеме. Реализован принцип непрерывности перехода от простых типов неоднородности к более сложным. Исследован широкий диапазон магнитных полей до 8 Тл и градиентов до 5,5 Тл/см.

Установлено, что в линейно неоднородном магнитном поле до 1,5 Тл и градиентах до 0,1 Тл/см приближение квазисвободного электронного газа с отсутствием поперечного дрейфа частиц адекватно для описания скинирования тока в алюминиевом проводнике. Протекание постоянного электрического тока в присутствии пространственной неоднородности проводимости больших масштабов сопровождается поперечным потоком заряда,

направление и величина которого определяются масштабом неоднородности и уровнем влияния магнитного поля на компоненты тензора сопротивления.

Разработаны потенциометрические принципы определения эффективного сопротивления неоднородного по проводимости криопроводника.

Литература

1. Дыхне А. М. ЖЭТФ. **52**, 1, 264 (1967).
2. Дрейзин Ю. А., Дыхне А. М. ЖЭТФ. **63**, 1(7), 242 (1972).
3. Азбель М. Ю., Песчанский В. Г. ЖЭТФ. **49**, 2(8), 572 (1965).
4. Песчанский В. Г., Азбель М. Я. ЖЭТФ. **55**, 5, 1980 (1968).
5. Гостищев В. И., Дрозд А. А., Соболев В. Р., Криворучко Т. А. ФММ. **61**, 5, 1038 (1986).
6. Волкенштейн Н. В., Марченков В. В., Старцев В. Е. и др. Письма в ЖЭТФ. **41**, 9, 376 (1985).
7. Гальперин Ю. М., Лайхтман Б. Д. ФТТ. **13**, 7, 2102 (1971).
8. Bate R. T., Beer A. C. J. Appl Phys. **32**, 5, 800 (1961).
9. Beer A. C. Galvanomagnetic effects in semiconductors. Academic Press, New York. 418 (1963).
10. Богод Ю. А., Красовицкий Вит. В., Лемешевская Е. Т. ФНТ. **13**, 9, 1087 (1987).
11. Beers C. J., van Dongen J., van Kempen H., Wyder P. Phys. Rev. Lett. **40**, 18, 1194 (1978).
12. Bruls G. J., Bass J., van Gelder A. P. et al. Phys. Rev. **B32**, 4, 1927 (1985).
13. Гостищев В. И., Дрозд А. А., Демьянов С. Е. ФНТ. **4**, 9, 1131 (1978).
14. Гостищев В. И., Демьянов С. Е., Дрозд А. А. и др. ФММ. **57**, 4, 699 (1984).
15. Гостищев В. И., Дрозд А. А., Кузьмин В. С., Мазуренко О. Н. ФНТ. **11**, 1, 75 (1985).
16. Гостищев В. И., Демьянов С. Е., Дрозд А. А., Мазуренко О. Н. и др. ЖТФ. **58**, 4, 787 (1988).
17. Мазуренко О. Н., Соболев В. Р., Дрозд А. А. ФНТ. **21**, 1, 78 (1995).
18. Мазуренко О. Н., Соболев В. Р., Устинович Д. Ф. Материаловедение. **60**, 3, 2 (2002).
19. Соболев В. Р., Мазуренко О. Н., Дрозд А. А. ФНТ. **25**, 11, 1211 (1999).
20. Мазуренко О. Н., Соболев В. Р., Дрозд А. А. Мат. III Междунар. науч. техн. конф. Минск, 189 (1994).
21. Гуржи Р. Н., Копелиович А. И. ЖЭТФ. **67**, 6 (12), 2307 (1974).
22. Sobol V. R., Mazurenko O. N., Drozd A. A. Proceedings of the 16th ICES/ICMC. Kitakyushu, Japan. 1945 (1996).
23. Sobol V. R., Mazurenko O. N., Drozd A. A. Advances in Cryogenic Engineering. **42**, 1071 (1996).
24. Sobol V. R., Mazurenko O. N., Zoli M. Proceedings of the Bianisotropics 2000. 8th International Conference of Electromagnetics of Complex Media. Lisbon. 115 (2000).
25. Mazurenko O. N., Drozd A. A. Czechoslovak. J. of Physics. **46(S2)**, 2549 (1996).
26. Мазуренко О. Н. Высококачественные вещества. 4, 60 (1987).
27. Sobol V. R., Mazurenko O. N., Drozd A. A. Advances in Cryogenic Engineering. **44**, 975 (1998).