ЖЭТФ, 1997, том 112, вып. 2(8), стр. 618–627

О ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЯХ В СЛОИСТЫХ ПРОВОДНИКАХ

В. Г. Песчанский

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина Национальной академии наук Украины 310164, Харьков, Украина

Поступила в редакцию 11 ноября 1996 г.

Проанализирована зависимость сопротивления и поля Холла в слоистом проводнике с квазидвумерным электронным энергетическим спектром произвольного вида от величины и ориентации магнитного поля относительно слоев. Показано, что при протекании тока вдоль нормали к слоям сопротивление образца существенно зависит от угла ϑ между нормалью и вектором сильного магнитного поля. В достаточно широкой области магнитных полей, расположенных в плоскости слоев, выполняется закон Капицы — сопротивление линейно растет с магнитным полем. Поле Холла оказывается нечувствительным к появлению открытых сечений поверхности Ферми, а постоянная Холла в сильных магнитных полях одинакова при любой ориентации магнитного поля и тока.

Интерес к низкоразмерным проводникам в значительной мере обязан поиску новых сверхпроводящих материалов. До обнаружения металлооксидных сверхпроводников основное внимание было привлечено к сверхпроводникам органического происхождения, которые обладали слоистой либо нитевидной структурой с резко выраженной анизотропией электропроводности в нормальном (не сверхпроводящем) состоянии. Несомненный интерес представляет их поведение в магнитном поле. В отличие от металлов возможно как отсутствие реакции низкоразмерного проводника на присутствие магнитного поля, так и усиление гальваномагнитных эффектов, присущих обычным металлам.

В 1928 году П. Л. Капица обнаружил удивительное явление — линейный рост с магнитным полем сопротивления металлов при температурах жидкого воздуха и жидкой окиси углерода [1]. Для обнаружения этого эффекта Капице пришлось создать мощные магниты, в которых магнитное поле достигало 30–50 Тл. В то же время в Лейдене была возможность экспериментальных исследований при более низких температурах, что позволяло повысить эффективность менее сильных магнитных полей за счет увеличения длины свободного пробега носителей заряда. Однако при температурах жидкого водорода Шубниковым и де Гаазом вместо линейного роста была обнаружена значительно более сложная зависимость от магнитного поля сопротивления совершенного для того времени монокристалла висмута [2], а при гелиевых температурах четко проявилась осцилляционная зависимость сопротивления от обратной величины магнитного поля [3] — эффект Шубникова–де Гааза. Обнаруженный ими низкотемпературный осцилляционный эффект оказался общеметаллическим свойством. Однако наиболее ярко эффект Шубникова–де Гааза проявился в слоистых проводниках типа солей тетратиафульвалена, галогенах тетраселентетрацена [4–13]. Представляет несомненный интерес выяснить, в какой мере эти слоистые проводники окажутся более удобным объектом исследования эффекта Капицы.

Линейный рост сопротивления металлов с магнитным полем, обнаруженный П. Л. Капицей, в те годы не согласовывался с основными положениями электронной теории металлов, поскольку, согласно принципу Онзагера симметрии кинетических коэффициентов [14], сопротивление проводника должно быть четной функцией магнитного поля. Первая попытка объяснить результаты экспериментов Капицы была предпринята лишь через 30 лет [15]. Оказалось, что непротиворечивость принципу Онзагера линейной зависимости сопротивления металлов от величины магнитного поля $\mathbf{H}$ связана со сложной зависимостью энергии ε носителей заряда от их квазиимпульса $\mathbf{p}$. Основная характеристика электронного энергетического спектра — поверхность Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ — почти у всех металлов открытая, и орбиты электронов проводимости с энергией Ферми ε_F в магнитном поле $\mathbf{pH} = \mathrm{const}$ могут проходить через много элементарных ячеек импульсного пространства. Период обращения электронов проводимости по таким сильно вытянутым замкнутым орбитам $T = 2\pi/\Omega$ может быть меньше времени его свободного пробега τ при сколь угодно большой величине магнитного поля. В результате усреднение сопротивления поликристаллической проволоки по различным ориентациям кристаллитов и, следовательно, по всевозможным электронным орбитам приводит к линейной зависимости сопротивления от величины сильного магнитного поля, при котором $\Omega_0\tau \gg 1$, где Ω_0 — максимальная частота обращения фермиевского электрона в магнитном поле [15, 16]. Если толщина поликристаллического образца из металла с открытой поверхностью Ферми значительно превышает размеры кристаллитов, то его сопротивление ρ в сильном магнитном поле пропорционально $H^{4/3}$ [17, 18], т. е. зависимость ρ от H близка к линейной. Спектр всевозможных частот обращения фермиевских электронов проводимости в интервале между нулем и Ω_0 имеет место и в монокристаллическом образце, если поверхность Ферми содержит седловые точки. В этом случае возможны самопересекающиеся электронные орбиты, по которым электрон не может совершить полный оборот. Однако доля электронных орбит вблизи самопересекающейся, для которых период T больше времени свободного пробега, пропорциональна $\exp(-\Omega_0\tau)$, поскольку период как функция $p_H = \mathbf{pH}/H$ логарифмически расходится при приближении к самопересекающейся орбите. В результате сложная зависимость ρ от H в весьма узкой области магнитных полей [19] с увеличением поля достаточно быстро сменяется квадратичным ростом либо насыщением сопротивления.

В квазидвумерных проводниках период обращения носителей заряда в магнитном поле слабо зависит от проекции импульса p_H. Это и явилось причиной значительного увеличения амплитуды осцилляций магнитосопротивления. В отличие от металлов, где в формировании эффекта Шубникова–де Гааза участвует лишь небольшая доля носителей заряда с площадью сечения поверхности Ферми близкой к экстремальной [20–22], в квазидвумерных проводниках почти все носители заряда с энергией Ферми вносят вклад в квантовые осцилляционные эффекты. Есть все основания ожидать, что в таких проводниках число электронов проводимости вблизи самопересекающейся орбиты, для которых $T > \tau$, будет существенно большим, чем в обычных металлах. Эти электроны, по-видимому, будут вносить основной вклад в проводимость в значительно более широкой области сильных магнитных полей ($\Omega_0\tau \gg 1$), а усреднение по различным частотам обращения носителей заряда приведет к существенно иному результату, чем в металлах.

Квазидвумерным электронным энергетическим спектром, по-видимому, обладает значительная часть сверхпроводников органического происхождения, которые представляют собой слоистые структуры, а их электропроводность вдоль слоев значительно превышает электропроводность вдоль нормали $\mathbf{n}$ к слоям. Многие слоистые проводники, в частности, упомянутые выше галогены тетраселентетрацена и соли тетратиафульвалена, обладают металлическим типом проводимости даже поперек слоев. Это дает основание воспользоваться для описания электронных процессов в таких проводниках концепцией квазичастиц, несущих электрический заряд e и аналогичных электронам проводимости в металлах. Энергия носителей заряда в таких проводниках

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n(p_y, p_z) \cos\{anp_x/\hbar\} \tag{1}$$

слабо зависит от проекции импульса $p_x = \mathbf{pn}$, а поверхность Ферми представляет собой слабогофрированный цилиндр и, возможно, еще небольшие замкнутые полости, относящиеся к аномально малым группам носителей заряда. Здесь a — расстояние между слоями, $\hbar$ — постоянная Планка, максимальное значение функции $\varepsilon_1(p_y, p_z)$ на поверхности Ферми равно $\eta\varepsilon_F \ll \varepsilon_F$, а функций $\varepsilon_n(p_y, p_z)$ с $n \geq 2$ и того меньше. Таким свойством обладает закон дисперсии носителей заряда в приближении сильной связи, когда перекрытие волновых функций электронов, принадлежащих различным слоям, ничтожно мало.

Мы проанализируем зависимость магнитосопротивления и поля Холла от величины и ориентации магнитного поля при самых общих предположениях о виде квазидвумерного электронного энергетического спектра слоистого проводника.

Связь плотности тока с электрическим полем

$$j_i = \sigma_{ik} E_k \tag{2}$$

найдем с помощью решения кинетического уравнения для функции распределения носителей заряда

$$f(\mathbf{p}) = f_0(\varepsilon) - eE_i\psi_i(\mathbf{p})\partial f_0(\varepsilon)/\partial\varepsilon,$$

которое в линейном приближении по слабому электрическому полю E имеет вид

$$\frac{e}{c}[\mathbf{vH}]\partial\psi_i/\partial p - \hat{W}_{col}\{\psi_i\} = v_i, \tag{3}$$

где $\mathbf{v} = \partial\varepsilon/\partial\mathbf{p}$ и $f_0(\varepsilon)$ — скорость и равновесная фермиевская функция распределения электронов проводимости, а c — скорость света в вакууме. В τ-приближении для интеграла столкновений $\hat{W}_{col}$, когда $\hat{W}_{col}\{\psi_i\} = -\psi_i/\tau$, решение уравнения (3) приобретает вид

$$\psi_i(t, p_H, \varepsilon) = \int_{-\infty}^{t} v_i(t', p_H, \varepsilon) \exp\{(t' - t)/\tau\}\, dt'. \tag{4}$$

В качестве переменных в импульсном пространстве выбраны интегралы движения ε, p_H и t — время движения заряда в магнитном поле $\mathbf{H} = (H\sin\vartheta, 0, H\cos\vartheta)$, согласно уравнениям

$$\begin{aligned} &\frac{\partial p_x}{\partial t} = \frac{ev_y}{c} H\cos\vartheta, \qquad \frac{\partial p_y}{\partial t} = (v_z\sin\vartheta - v_x\cos\vartheta)\frac{eH}{c}, \\ &\frac{\partial p_z}{\partial t} = -\frac{ev_y}{c} H\sin\vartheta. \end{aligned} \tag{5}$$

Воспользовавшись решением кинетического уравнения (4), нетрудно найти компоненты тензора электропроводности

$$\sigma_{ik} = -\frac{2e^3H}{c(2\pi\hbar)^3}\int d\varepsilon\,\delta(\varepsilon-\varepsilon_F)\int dp_H\int_0^T dt\,v_i(t)\times$$

$$\times\int_{-\infty}^{t} v_k(t')\exp\left\{\frac{t'-t}{\tau}\right\}dt' = \langle v_i\psi_k\rangle. \tag{6}$$

Будем полагать, что поверхность Ферми слоистого проводника с квазидвумерным электронным энергетическим спектром представляет собой всего лишь один слабогофрированный цилиндр с направлением «открытости» вдоль оси p_x. При ϑ отличном от нуля все сечения слабогофрированного цилиндра плоскостью $\mathbf{pH} = \mathrm{const}$ замкнутые и почти не различимы при $\eta \ll 1$. Лишь при $\vartheta = 0$ появляются открытые траектории в импульсном пространстве, по которым носители заряда движутся с периодом

$$T = \frac{2\pi m^* c}{eH} = \frac{c}{eH}\int_0^{2\pi\hbar/a}\frac{dp_x}{v_y}. \tag{7}$$

Среднее значение скорости v_y за период отлично от нуля:

$$\overline{v}_y = \frac{1}{T}\int_0^T dt\,v_y(t) = \frac{2\pi\hbar ec}{aHT} = \frac{\hbar}{am^*}, \tag{8}$$

и веер различных направлений дрейфа носителей заряда заполняет всю плоскость yz. Компоненты тензора электропроводности σ_{yy} и σ_{zz} при этом по порядку величины совпадают с электропроводностью вдоль слоев в отсутствие магнитного поля. Однако компоненты тензора σ_{ij}, у которых хотя бы один из индексов совпадает с x, ничтожно малы при $\eta \ll 1$, а в сильном магнитном поле они также убывают с ростом H, поскольку $\overline{v}_x = 0$.

На граничном сечении поверхности Ферми $p_H = p_s$ (где p_s — проекция импульса вдоль магнитного поля в седловой точке), разделяющем открытые траектории электронов от небольшой области замкнутых орбит, период обращается в бесконечность и носители заряда с орбитами близкими к этому сечению вносят заметный вклад в компоненты тензора электропроводности σ_{xj} и σ_{ix}, который мы ниже вычислим.

Период движения электронов по орбитам с p_H близким к p_s весьма велик, потому что большую часть времени они проводят вблизи седловой точки $\mathbf{p}_s = (0, 0, p_s)$ изоэнергетической поверхности, где $v_x = v_y = 0$. В непосредственной близости к сечению $p_H = p_s$ проекция скорости электрона v_y сложным образом зависит от t, однако вдали от этого сечения можно в выражении $v_y(t)$ не учитывать зависящие от t малые поправки по параметру η. При этом период движения носителей заряда имеет вид

$$T(p_H) = 2\pi\hbar c/aeHv_y(0) = 2\pi v_F/\Omega_0 v_y(0), \tag{9}$$

и при $v_y \ll v_F = \varepsilon_F a/\hbar$ может стать сравнимым с временем свободного пробега. В результате вклад в σ_{xx} носителей заряда с малым значением проекции скорости v_y будет определяющим. Если не учитывать в выражении для v_y малые поправки, зависящие от t, то p_x будет линейной функцией времени движения заряда в магнитном поле и его скорость

$$v_x = -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar} \varepsilon_n(p_y, p_z) \sin(n\Omega t) \tag{10}$$

в основном приближении по параметру η будет гармонической функцией t, т. е. определяться в основном первым слагаемым в формуле (10). Вычисление компоненты тензора электропроводности σ_{xx} в этом приближении не представляет труда:

$$\sigma_{xx} = \frac{2e^2\tau}{(2\pi\hbar)^3} \int 2\pi m^* dp_z \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\{\varepsilon_n(p_y, p_z) an/\hbar\}^2}{1 + (n\Omega\tau)^2}. \tag{11}$$

В непосредственной близости к сечению $p_H = p_s$ следует уточнить числители в формуле (11), заменив их на $|v_x^n|^2$. Поскольку p_x для этих носителей заряда сложным образом зависит от t, фурье-образы их скорости v_x^n не обязательно убывают с ростом номера n и вклад в асимптоту σ_{xx} электронов из небольшой окрестности вблизи седловой точки поверхности Ферми не ограничивается только первыми гармониками разложения в ряд Фурье функции $v_x(t)$. Максимальное значение скорости движения электрона вдоль оси y на граничном сечении $p_z = p_s$ по порядку величины равно $\eta^{1/2} v_F$, и не учитывать зависимости v_y от t мы вправе лишь при $v_y(0) \gg \eta^{1/2} v_F$.

Представим σ_{xx} в виде $\sigma_{xx} = \sigma_{xx}^{(1)} + \sigma_{xx}^{(2)} + \sigma_{xx}^{(3)}$, где в $\sigma_{xx}^{(1)}$ учтен вклад носителей заряда, для которых скорость v_x имеет вид (10), второе слагаемое учитывает вклад в σ_{xx} электронов проводимости с открытыми орбитами, для которых $v_y \leq \eta^{1/2} v_F$, а последнее слагаемое

$$\sigma_{xx}^{(3)} = \frac{4e^2\tau}{(2\pi\hbar)^3} \int_{p_s}^{p_0} dp_z 2\pi m^*(p_z) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|v_x^n|^2}{1 + (n\Omega\tau)^2} \tag{12}$$

учитывает вклад в σ_{xx} носителей заряда с замкнутыми орбитами. Здесь p_0 — максимальное значение p_z в опорной точке поверхности Ферми $\mathbf{p}_0 = (\pi\hbar/a, 0, p_0)$.

При $\gamma_0 = 1/\Omega_0\tau > \eta^{1/2}$ интегрирование по p_z в небольшом интервале, где $\eta^{1/2} v_F < v_y \ll v_F$, приводит к следующему результату:

$$\sigma_{xx}^{(1)} = \sigma_0 \eta^2 \gamma_0, \tag{13}$$

где σ_0 по порядку величины совпадает с электропроводностью вдоль слоев в отсутствие магнитного поля.

Вблизи опорной точки поверхности Ферми циклотронная эффективная масса носителей заряда m^* пропорциональна $\eta^{-1/2}$ и растет по мере приближения к сечению $p_H = p_s$, на котором она обращается в бесконечность. При $\eta^{1/2} \ll \gamma_0$ электроны проводимости, принадлежащие замкнутым сечениям поверхности Ферми, не успевают совершить полный оборот по своим орбитам, и их вклад в σ_{xx} с достаточной степенью точности имеет вид

$$\sigma_{xx}^{(3)} = 4e^2\tau(2\pi\hbar)^{-3} \int 2\pi m^*(p_z) dp_z \overline{v_x^2} = \sigma_0 \eta^{5/2}. \tag{14}$$

Здесь и ниже малосущественные численные множители порядка единицы в формулах для σ_{xx} опущены.

Таким образом, при $\eta^{1/2} \ll \gamma_0 \ll 1$ небольшая доля электронов проводимости с открытыми орбитами, которые медленно движутся вдоль оси y, вносит основной вклад в σ_{xx}, значительно превышающий вклад всех остальных носителей заряда на поверхности Ферми.

С ростом магнитного поля уменьшается число электронов проводимости, у которых $T > \tau$, и вклад в σ_{xx} носителей заряда с орбитами, весьма близкими к сечению $p_H = p_s$, становится существенным. Зависимость от p_H периода движения носителей заряда вблизи самопересекающейся орбиты нетрудно найти, разложив энергию в ряд по степеням p_y. Удержав в формуле (1) лишь первые два слагаемых, получим

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0(0, p_z) + \frac{p_y^2}{2m_1} + \varepsilon_1(0, p_z) \cos\frac{ap_x}{\hbar}. \tag{15}$$

Воспользовавшись формулой (7), получим для $T(p_H)$ следующее выражение:

$$T(p_z) = \frac{\hbar c}{aeH} \left\{ \frac{m_1}{\varepsilon_1(0, p_z)} \right\}^{1/2} \int\limits_0^\pi d\alpha(\xi^2 + \sin^2\alpha)^{-1/2}, \tag{16}$$

где $\xi^2 = \{\varepsilon_0(0, p_s) - \varepsilon_0(0, p_z) + \varepsilon_1(0, p_s) - \varepsilon_1(0, p_z)\}/2\varepsilon_1(0, p_z)$.

При $\xi \ll 1$ период движения носителей заряда

$$T(p_z) \simeq \Omega_0^{-1}\eta^{-1/2}\ln(1/\xi) \tag{17}$$

логарифмически расходится и вклад в σ_{xx} электронов из небольшой окрестности вблизи граничного сечения порядка $\Delta p_z = p_s - p_z \simeq p_s\eta$ имеет вид

$$\sigma_{xx}^{(2)} = \sigma_0\eta^{5/2}\gamma_0^2 \int\limits_1^\infty du \frac{u^3\exp\{-u\}}{u^2\gamma_0^2 + \eta} \simeq \sigma_0 \frac{\gamma_0^2\eta^{5/2}}{\gamma_0^2 + \eta}. \tag{18}$$

Если при $\eta^{1/2} \ll \gamma_0$ вклад в σ_{xx} носителей заряда из окрестности самопересекающегося сечения поверхности Ферми величиной порядка $p_0\eta$ пренебрежимо мал и $\sigma_{xx} \simeq \sigma_{xx}^{(1)}$, то в обратном предельном случае эти носители заряда вносят вклад в электропроводность такого же порядка величины, что и все остальные электроны проводимости. Нетрудно показать, что и $\sigma_{xx}^{(1)}$ при $\eta > \gamma_0^2$ убывает с ростом магнитного поля пропорционально γ_0^2. В результате в области достаточно сильных магнитных полей, когда $\gamma_0 \leq \eta^{1/2}$, имеем

$$\sigma_{xx} \simeq \sigma_0\eta^{3/2}\gamma_0^2. \tag{19}$$

Поле Холла в слоистых проводниках также ведет себя существенно иным образом, чем в металлах. Для большей наглядности полученных в данной работе результатов мы рассмотрим гальваномагнитные эффекты в проводнике с простым модельным законом дисперсии носителей заряда

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = (p_y^2 + p_z^2)/2m - \eta(v_F\hbar/a)\cos(ap_x/\hbar), \tag{20}$$

использующим приближение слабосвязанных (почти свободных) носителей заряда в плоскости слоев. Поскольку основной вклад в электропроводность проводника поперек слоев вносят носители заряда с малым значением скорости v_y, а зависимость $\varepsilon_n(p_y, p_z)$ от p_z при расчете гальваномагнитных характеристик при $\vartheta = 0$ несущественна, следующий ниже анализ гальваномагнитных явлений все же носит достаточно общий характер.

Воспользовавшись уравнением движения заряда в магнитом поле (5) при $\vartheta = 0$ и законом дисперсии (20), получим следующее соотношение:

$$\psi_x = \gamma(\psi_y - v_y\tau), \tag{21}$$

где $\gamma = mc/eH\tau$. Отсюда следует

$$\sigma_{xx} = \gamma\sigma_{xy}, \quad \sigma_{yx} = \gamma(\sigma_{yy} - \sigma_0), \quad \sigma_{xy} = -\sigma_{yx}, \tag{22}$$

и матрица из компонент тензора σ_{ij} принимает следующий вид:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \gamma^{-1}\sigma_{xx} & 0 \\ -\gamma^{-1}\sigma_{xx} & \sigma_0 - \gamma^{-2}\sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix}; \tag{23}$$

а для обратного ему тензора сопротивления имеем

$$\rho_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{-1} - \sigma_0^{-1}\gamma^{-2} & -(\gamma\sigma_0)^{-1} & 0 \\ \gamma^{-1}\sigma_0^{-1} & \sigma_0^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0^{-1} \end{pmatrix}. \tag{24}$$

Легко заметить, что с достаточной степенью точности сопротивление проводника вдоль нормали к слоям $\rho_{xx} \simeq 1/\sigma_{xx}$ и линейно растет с магнитным полем при $\eta^{1/2} \ll \ll \gamma \ll 1$. Поле Холла

$$\mathbf{E}_{Hall} = R[\mathbf{jH}] \tag{25}$$

также пропорционально H, а постоянная Холла R обратно пропорциональна всему объему, заключенному внутри поверхности Ферми. В металлах такой вид имеет постоянная Холла лишь в отсутствие открытых сечений поверхности Ферми.

Отсутствие магнитосопротивления $\Delta\rho = \rho(H) - \rho(0)$ при протекании тока вдоль слоев связано с квадратичной дисперсией носителей заряда в плоскости yz. При более сложной зависимости энергии носителей от p_y и p_z сопротивление растет с увеличением магнитного поля, достигая насыщения в сильных магнитных полях, как и в обычных металлах. Однако в отличие от металлов $\Delta\rho$ в квазидвумерных проводниках весьма мало и обращается в нуль при $\eta = 0$. Это связано с тем, что существенное влияние на динамику носителей заряда оказывает лишь проекция магнитного поля на нормаль к слоям, которая при $\vartheta = 0$ отсутствует.

При ϑ отличном от нуля, но меньшем η, электропроводность вдоль слоев в магнитном поле будет также мало отличаться от электропроводности в отсутствие магнитного поля, а для σ_{xx} будут справедливы формулы (13) и (19) пока $\gamma_0 \geq \eta$. Однако при $\vartheta \gg \eta$ нет самопересекающихся орбит и сопротивление образца вдоль нормали к слоям достигает насыщения в реально достижимых магнитных полях.

Если воспользоваться выражением (20) для закона дисперсии носителей заряда, то компоненты тензора сопротивления приобретут следующий вид:

$$\rho_{ij} = \begin{pmatrix} \dfrac{1}{\sigma_{xx}} - \dfrac{\cos^2\vartheta}{\sigma_0(\gamma_0^2 + \sin^2\vartheta)} & \dfrac{H\cos\vartheta}{Nec} & 0 \\ -H(Nec)^{-1}\cos\vartheta & 1/\sigma_0 & H(Nec)^{-1}\sin\vartheta \\ 0 & -H(Nec)^{-1}\sin\vartheta & 1/\sigma_0 \end{pmatrix}, \tag{26}$$

где N — плотность носителей заряда. Приведенная выше матрица ρ_{ij} справедлива для любой величины $\gamma_0 = mc/eH\tau$ и любого угла ϑ, отличного от нуля. При этом постоянная Холла равна $1/Nec$ при самых произвольных ориентациях магнитного поля и плотности протекаемого тока относительно слоев проводника. Эта уникальность эффекта Холла в квазидвумерных проводниках с произвольным законом дисперсии носителей заряда имеет место лишь в области достаточно сильных магнитных полей, когда частота обращения электронов по замкнутым орбитам много меньше частоты их столкновений.

Сопротивление проводника при протекании тока вдоль нормали к слоям определяется в основном обратной величиной компоненты тензора электропроводности σ_{xx}. Слабая зависимость от p_H энергии и скорости носителей заряда приводит к тому, что компонента σ_{xx} оказывается весьма чувствительной к ориентации сильного магнитного поля. При $\vartheta \gg \gamma_0$ разложение σ_{xx} в ряд по степеням η начинается, по крайней мере, с квадратичных членов. Однако при некоторых значениях угла ϑ может существенно измениться асимптотическое поведение при малых η электропроводности поперек слоев

$$\sigma_{xx}(\eta, H) = \frac{2e^2H}{c(2\pi\hbar)^3} \int\limits_0^{2\pi\hbar\sin\vartheta/a} dp_H \left(1 - \exp\left\{-\frac{T}{\tau}\right\}^{-1}\right) \times$$
$$\times \int\limits_0^T dt \int\limits_{t-T}^t dt' \sum_{n,m} \varepsilon_n(t, p_H)\varepsilon_m(t', p_H) \sin\left\{\frac{an}{\hbar}\left(\frac{p_H}{\sin\vartheta} - p_z(t, p_H)\operatorname{ctg}\vartheta\right)\right\} \times$$
$$\times \sin\left\{\frac{am}{\hbar}\left(\frac{p_H}{\sin\vartheta} - p_z(t', p_H)\operatorname{ctg}\vartheta\right)\right\} \exp\left\{\frac{t'-t}{\tau}\right\}. \tag{27}$$

При $\vartheta \gg \eta$ проекции импульса электрона $p_i(t, p_H) = p_i(t) + \Delta p_i(t, p_H)$ слабо зависят от p_H и при вычислении асимптотического выражения для σ_{xx} можно опустить Δp_i в формуле (27). В результате при малых η/ϑ и $\gamma_0 \ll \vartheta$ имеем

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2\tau a m^*(\vartheta)\sin\vartheta}{8\pi^3\hbar^4} \sum_{n=1}^{\infty} n^2 |I_n(\vartheta)|^2 + \sigma_0\eta^2 \left\{\eta^2 f_1(\vartheta) + \left(\frac{\gamma_0}{\sin\vartheta}\right)^2 f_2(\vartheta)\right\}, \tag{28}$$

где

$$I_n(\vartheta) = T^{-1} \int\limits_0^T dt\, \varepsilon_n(t) \exp\left\{\frac{ian}{\hbar} p_z(t)\operatorname{ctg}\vartheta\right\}, \tag{29}$$

а $f_1(\vartheta)$ и $f_2(\vartheta)$ — функции порядка единицы, зависящие от конкретного вида закона дисперсии носителей заряда. Их учет существен лишь при тех значениях $\vartheta = \vartheta_c$, при которых $I_1(\vartheta)$ — основное слагаемое в сумме по n обращается в нуль.

Нетрудно убедиться, что функция $I_n(\vartheta)$ имеет большое число нулей. При $\operatorname{ctg}\vartheta \gg 1$ основной вклад в $I_n(\vartheta)$ вносит интегрирование в формуле (29) по небольшому участку электронной орбиты, где v_y мало. Воспользовавшись методом стационарной фазы, получим

$$I_n(\vartheta) = T^{-1}\varepsilon_n(t_1)\left|\frac{2\pi\hbar c}{anv_y'(t_1)\operatorname{ctg}\vartheta}\right|^{1/2}\cos\left\{\frac{anD_p\operatorname{ctg}\vartheta}{2\hbar} - \frac{\pi}{4}\right\}. \tag{30}$$

Здесь D_p — диаметр поверхности Ферми вдоль оси p_z, штрихом обозначено дифференцирование по t в точке стационарной фазы, где $v_y(t_1) = 0$.

Если слагаемые в сумме по n в формуле (28) убывают с ростом n достаточно быстро, так что $I_n(\vartheta)$ с $n \geq 2$ меньше $v_F\eta\gamma_0/\sin\vartheta$, то при $\vartheta = \vartheta_c$ и $\eta < \gamma_0/\sin\vartheta \ll 1$ сопротивление вдоль нормали к слоям квадратично растет с увеличением магнитного поля и достигает насыщения при величине порядка $\sigma_0^{-1}\eta^{-4}$ лишь в области более сильных магнитных полей, когда $\gamma_0 \ll \eta\sin\vartheta$.

Использование здесь τ-приближения для интеграла столкновений оказывается вполне достаточным для исследования гальваномагнитных характеристик слоистых проводников органического происхождения типа солей тетратиафульвалена (TTF), в которых вполне достижима область сильных магнитных полей ($\gamma_0 \ll 1$).

Экспериментальное наблюдение специфической угловой зависимости магнитосопротивления таких проводников [4, 5, 10] убедительным образом подтверждает существование обсуждаемого выше ориентационного эффекта — существенного изменения асимптотического поведения магнитосопротивления при некоторых ориентациях сильного магнитного поля относительно слоев.

В слоистых высокотемпературных проводниках на основе оксикупратов в нормальном состоянии дли́ны свободного пробега носителей заряда невелики и реализация сильного магнитного поля затруднена. В слабом магнитном поле магнитосопротивление существенно зависит от механизмов релаксации носителей заряда. Для интерпретации наблюдаемого в некоторых висмутовых ВТСП аномального сопротивления (немонотонная зависимость сопротивления от температуры, отрицательное магнитосопротивление поперек слоев в продольном магнитном поле) необходим корректный учет в интеграле столкновений релаксационных процессов в системе электронов. Качественное объяснение этих аномалий было предложено в работах [23, 24], в которых учитывался флуктуационный механизм электропроводности.

Все же в более чистых ВТСП при низких температурах следует ожидать линейный рост с величиной поперечного магнитного поля магнитосопротивления вдоль нормали к слоям при $\eta^{1/2} \lesssim \gamma_0 \ll 1$, какова бы ни была зависимость интеграла столкновений от температуры и магнитного поля, поскольку асимптотическое выражение для магнитосопротивления поперек слоев в этой области магнитных полей, как и поле Холла, не зависит от времени свободного пробега носителей заряда.

Литература

1. P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. A **129**, 358 (1928).
2. L. V. Schubnikov and W. J. de Haas, Leiden Commun. **19**, 207f (1930).
3. W. J. de Haas, J. W. Blom, and L. V. Schubnikov, Physica **2**, 907 (1930).

4. М. В. Карцовник, В. Н. Лаухин, В. Н. Нижанковский, А. А. Игнатьев, Письма в ЖЭТФ **47**, 302 (1988).
5. М. В. Карцовник, П. А. Кононович, В. Н. Лаухин, И. Ф. Щеголев, Письма в ЖЭТФ **48**, 498 (1988).
6. I. D. Parker, D. D. Pigram, R. H. Friend, M. Kurmo, and P. Day, Synth. Met. **27**, A387 (1988).
7. K. Oshima, T. Mori, H. Inokuchi, H. Urayama, H. Yamochi, and C. Sato, Phys. Rev. B **38**, 938 (1988).
8. N. Toyota, T. Sasaki, K. Murata, Y. Honda, M. Tokumoto, H. Bando, N. Kinoshita, H. Anzai, T. Ishiguro, and Y. Muto, J. Phys. Soc. Jap. **57**, 2616 (1988).
9. W. Kang, G. Montambaux, J. R. Cooper, D. Jerome, P. Batail, and C. Lenoir, Phys. Rev. Lett. **62**, 2559 (1989).
10. М. В. Карцовник, П. А. Кононович, В. Н. Лаухин, С. С. Песоцкий, И. Ф. Щеголев, ЖЭТФ **97**, 1305 (1990).
11. I. F. Shchegolev, P. A. Kononovich, V. M. Kartsovnic, V. N. Laukhin, S. S. Pesotskii, B. Hilti, and C. W. Mayer, Synth. Met. **39**, 357 (1990).
12. M. Tokumoto, A. G. Swanson, J. S. Brooks, C. C. Agosta, S. T. Hannahs, N. Kinoshita, H. Anzai, and J. R. Anderson, J. Phys. Soc. Jap. **59**, 2324 (1990).
13. R. Yagi, Y. Iye, T. Osada, and S. Kagoshima, J. Phys. Soc. Jap. **59**, 3069 (1990).
14. L. Onsager, Phys. Rev. **37**, 405 (1931).
15. И. М. Лифшиц, В. Г. Песчанский, ЖЭТФ **35**, 1251 (1958).
16. J. Ziman, Phil. Mag. **3**, 1117 (1959).
17. H. Stachowiak, Acta Phys. Pol. **26**, 217 (1964).
18. Ю. А. Дрейзин, А. М. Дыхне, Письма в ЖЭТФ **14**, 101 (1971).
19. V. G. Peschansky, J. A. Roldan Lopez, and Toji Gnado Jao, J. de Physik I (France) **1**, 1469 (1991).
20. И. М. Лифшиц, А. М. Косевич, ЖЭТФ **29**, 730 (1955).
21. М. Я. Азбель, ЖЭТФ **39**, 878 (1960).
22. L. Onsager, Phil. Mag. **43**, 1006 (1952).
23. V. V. Dorin, B. A. Klemm, and A. A. Varlamov, Phys. Rev. B **48**, 12951 (1993).
24. C. Balestrino, E. Miloni, and A. A. Varlamov, Pis'ma v ZhETF **61**, 814 (1995).