

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ОРГАНИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКОВ ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА

В. Г. Песчанский^{a,b}, Д. И. Степаненко^a*

^a *Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина Национальной академии наук Украины
61103, Харьков, Украина*

^b *Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина
61077, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 18 ноября 2015 г.

Исследовано влияние магнитного пробоя на сопротивление слоистых органических проводников с многолистной поверхностью Ферми, состоящей из цилиндра и двух плоскостей со слабой гофрировкой вдоль проекции импульса на нормаль к слоям. Получены аналитические выражения для функции распределения носителей заряда и определена зависимость межслоевой и внутрислоевой проводимости от величины и ориентации внешнего магнитного поля в непосредственной близости топологического фазового перехода, когда расстояние между различными листами поверхности Ферми достаточно мало, однако топологическая структура поверхности Ферми еще не нарушена.

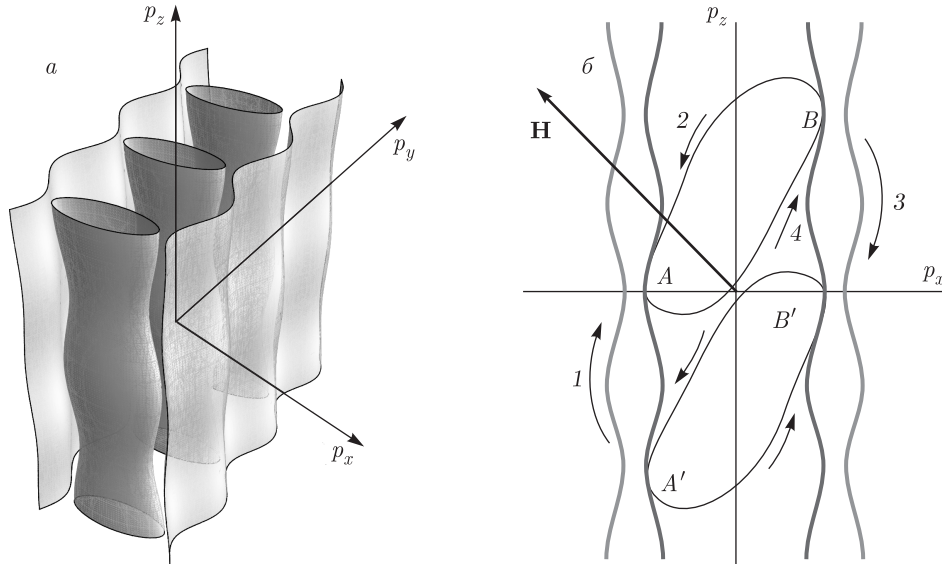
DOI: 10.7868/S0044451016070178

Амбициозное предсказание Литтла о возможности сверхпроводящего состояния при комнатных температурах в полимерных структурах [1] привлекло внимание многих исследователей к низкоразмерным комплексам с переносом заряда органического происхождения. Усилиями физиков и химиков, синтезировавших большое число органических проводников, удалось получить квазиодномерные полимерные структуры с металлическим типом электропроводности (см. обзорные статьи [2, 3]), однако температура перехода в сверхпроводящее состояние в них не превышала один Кельвин. Хотя идея Литтла не получила экспериментального подтверждения, все же на протяжении полувека не ослабевают интерес к низкоразмерным проводникам, обладающим нитеобразной или слоистой кристаллической структурой. Они оказались весьма привлекательными для исследователей, благодаря своим уникальным свойствам — наличию разнообразных фазовых переходов и структурных изменений при сравнительно небольших внешних воздействиях на проводник в виде давления, допирования примесными атомами и др. В сильном магнитном поле \mathbf{H} , когда за время свободного пробега τ электроны

проводимости успевают совершить много оборотов с частотой ω_c , электронные явления в вырожденных проводниках весьма чувствительны к виду энергетического спектра электронов проводимости, ответственных за перенос заряда. Периодическая зависимость энергии $\varepsilon(\mathbf{p})$ этих квазичастиц от импульса \mathbf{p} в кристаллических структурах существенно отличается от свободных электронов, что приводит к своеобразным физическим явлениям. Экспериментальное исследование этих явлений позволяет получить детальную информацию об энергетическом спектре твердых тел. Так, например, экспериментальное исследование резкой анизотропии магнитосопротивления вырожденных проводников при $\omega_c\tau \gg 1$ и различных ориентациях магнитного поля относительно кристаллографических осей проводника позволяет полностью определить топологическую структуру поверхности Ферми (ПФ) $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ — основной характеристики электронного энергетического спектра проводников [4, 5].

В слоистых проводниках, обладающих квазидвумерным электронным энергетическим спектром, изоэнергетические поверхности $\varepsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$ замкнуты лишь вблизи нижнего и верхнего краев энергетической зоны, а все остальные поверхности $\varepsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$, включая изоэнергетическую поверхность с энергией, равной энергии Ферми ε_F , как правило, открыты. Поверхность Ферми в слоистых про-

* E-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua



а) Поверхность Ферми; б) проекция ПФ на плоскость $p_x p_z$ и траектории электронов, принадлежащие листам ПФ в виде двух плоскостей (стрелки 1, 3) и цилиндра (стрелки 2, 4) в магнитном поле \mathbf{H} ; A, B и A', B' — области максимального сближения листов ПФ

водниках может состоять из топологически различных элементов в виде различной формы цилиндров и плоскостей со слабой гофрировкой вдоль проекции импульса $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$ на нормаль к слоям \mathbf{n} .

Мы рассмотрим гальваномагнитные явления в слоистых проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром произвольного вида вблизи фазового топологического перехода Лифшица [6], когда под действием достаточно сильного давления возможно изменение топологической структуры ПФ. Этот топологический переход $2^{1/2}$ рода наиболее ярко должен проявиться в проводниках с многолистной ПФ, когда при сближении отдельных полостей (листов) ПФ носители заряда благодаря магнитному пробое могут переходить с одного листа ПФ на другой, и их блуждание по различным листам ПФ в магнитном поле становится сложным и запутанным. Огромное сопротивление электрическому току поперек слоев в квазидвумерных проводниках связано со слабой зависимостью энергии носителей заряда

$$\varepsilon(p_x, p_y, p_z) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y) \cos\left(\frac{anp_z}{\hbar} + \alpha_n(p_x, p_y)\right),$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_n(-p_x, -p_y) &= \varepsilon_n(p_x, p_y), \\ \alpha_n(-p_x, -p_y) &= -\alpha_n(p_x, p_y) \end{aligned} \quad (1)$$

от проекции импульса p , так что их скорость вдоль нормали к слоям,

$$v_z = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar} \varepsilon_n(p_x, p_y) \sin\left(\frac{anp_z}{\hbar} + \alpha_n(p_x, p_y)\right) \leq \leq \eta v_F, \quad (2)$$

значительно меньше характерной фермиевской скорости v_F движения электронов проводимости вдоль слоев. Здесь a — расстояние между слоями, \hbar — постоянная Планка, а $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ и $\alpha_n(p_x, p_y)$ — произвольные функции своих аргументов. Параметр квазидвумерности электронного энергетического спектра η определим как отношение максимального значения v_z на поверхности Ферми к v_F .

Пусть ПФ состоит из гофрированного цилиндра и двух квазипланарных листов со слабой гофрировкой вдоль проекции импульса p_z , а ось p_x определяет направление, ортогональное к квазипланарным листам ПФ (рисунок). Плотность тока в τ -приближении для интеграла столкновений имеет вид

$$J_i = \sigma_{ij} E_j = - \frac{2e^2 H}{c(2\pi\hbar)^3} \int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \times \times \int dp_H \int dt v_i(t, p_H) \psi(t, p_H) = \langle v_i \psi \rangle. \quad (3)$$

Здесь $f_0(\varepsilon)$ — равновесная фермиевская функция распределения носителей заряда, t — время движения электрона в магнитном поле по траектории $p_H = \mathbf{p} \cdot \mathbf{H} / H = \text{const}$, $\varepsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$, функция

$$\psi(t, p_H) = \int_{\lambda_1}^t e\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}(t') \exp\left(\frac{t' - t}{\tau}\right) dt + \psi(\lambda_1, p_H) \exp\left(\frac{\lambda_1 - t}{\tau}\right) \quad (4)$$

соответствует энергии, приобретенной электроном проводимости в электрическом поле \mathbf{E} , а функция

$$\psi(\lambda_1, p_H) = \int_{-\infty}^{\lambda_1} e\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}(t) \exp\left(\frac{t - \lambda_1}{\tau}\right) dt \quad (5)$$

описывает всю предысторию сложного движения электрона по магнитопробойным траекториям с вероятностью магнитного пробоя w в области A и с вероятностью w' в области B сближения отдельных полостей ПФ в моменты времени $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, где λ_1 — ближайший к t момент перехода электрона с одного листа ПФ на другой, а $\lambda_j > \lambda_{j+1}$.

При наличии нескольких групп носителей заряда каждая из них вносит свой вклад в плотность тока:

$$\langle \mathbf{v}\psi \rangle = \langle \mathbf{v}^{(1)}\psi \rangle + \langle \mathbf{v}^{(2)}\psi \rangle + \langle \mathbf{v}^{(3)}\psi \rangle + \langle \mathbf{v}^{(4)}\psi \rangle, \quad (6)$$

где $\langle \mathbf{v}^{(2)}\psi \rangle$ и $\langle \mathbf{v}^{(4)}\psi \rangle$ — вклады в ток электронов, состояния которых в момент времени t принадлежат различным дугам 2 и 4 сечения слабо гофрированного цилиндра плоскостью $p_H = \text{const}$ (см. рисунок), а остальные слагаемые в формуле (6) — вклад в ток электронов, состояния которых принадлежат плоским листам ПФ 1 и 3 (рис. б).

Функция $\psi_i(\lambda_j - 0)$ перед магнитным пробоем в момент времени λ_j связана с функцией $\psi_i(\lambda_{j+1} + 0)$ после совершения магнитного пробоя в более ранний момент времени λ_{j+1} простым соотношением

$$\psi_i(\lambda_j - 0) = A_i + \exp\left(\frac{\lambda_{j+1} - \lambda_j}{\tau}\right) \psi_i(\lambda_{j+1} + 0), \quad (7)$$

где $i = 1, 2, 3, 4$, а

$$A_i = \int_{\lambda_{j+1}}^{\lambda_j} dt' e\mathbf{v}^{(i)}(t', p_H) \mathbf{E} \exp\left(\frac{t' - \lambda_j}{\tau}\right) \quad (8)$$

$$\psi_2(\lambda_1 + 0) = \frac{[A_1 w(1 + \gamma_1) + A_2 (w(1 - \gamma_1) + \gamma_1)] (w'(1 - \gamma_1) + \gamma_1)}{2ww'(\gamma + \gamma_1) + (w + w')\gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma) + 2\gamma\gamma_1^2} + \frac{[A_3 w'(1 + \gamma_1) + A_4 (w'(1 - \gamma_1) + \gamma_1)] (w + \gamma_1)(1 + \gamma)}{2ww'(\gamma + \gamma_1) + (w + w')\gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma) + 2\gamma\gamma_1^2}. \quad (14)$$

Здесь $h_1 = (1-w) \exp(-T_1/\tau)$, $g = w \exp(-T/\tau)$, а T_1 — период движения электронов по квазиплоскому листу ПФ, T — полупериод движения по замкнутому сечению гофрированного цилиндра, $\gamma =$

— энергия, приобретенная в электрическом поле при движении электрона по i -му листу ПФ между двумя актами возможного магнитного пробоя.

В основном приближении по малому параметру квазидвумерности электронного энергетического спектра η функции A_i одинаковы для любых значений λ_j . В этом же приближении для носителей заряда, начинающих свое блуждание по магнитопробойным траекториям с первого листа ПФ, имеем

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = (1-w) (A_1 + \exp(-T_1/\tau)\psi_1(\lambda_2 + 0)) + w (A_2 + \exp(-T/\tau)\psi_2(\lambda_2 + 0)), \quad (9)$$

$$\psi_2(\lambda_2 + 0) = (1-w') (A_4 + \exp(-T/\tau)\psi_4(\lambda_3 + 0)) + w' (A_3 + \exp(-T_1/\tau)\psi_3(\lambda_3 + 0)), \quad (10)$$

$$\psi_3(\lambda_3 + 0) = (1-w') (A_3 + \exp(-T_1/\tau)\psi_3(\lambda_4 + 0)) + w' (A_4 + \exp(-T/\tau)\psi_4(\lambda_4 + 0)), \quad (11)$$

$$\psi_4(\lambda_4 + 0) = (1-w) (A_2 + \exp(-T/\tau)\psi_2(\lambda_5 + 0)) + w (A_1 + \exp(-T_1/\tau)\psi_1(\lambda_5 + 0)). \quad (12)$$

Множественно применив рекуррентные соотношения (9)–(12), мы удаляемся в далекое прошлое и искомые функции в правой части этих соотношений приобретают экспоненциально малые множители, а слагаемые, содержащие A_i , представляют собой геометрическую прогрессию, которая легко суммируется. В результате получим

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = \frac{(1-w)A_1 + wA_2}{1 - h_1} + \sum_{n=0}^{\infty} h_1^n g \psi_2(\lambda_{n+2} + 0), \quad (13)$$

$= \exp(T/\tau) - 1$, а $\gamma_1 = \exp(T_1/\tau) - 1$.

Функции $\psi_3(\lambda_1 + 0)$ и $\psi_4(\lambda_1 + 0)$ совпадают с функциями $\psi_1(\lambda_1 + 0)$ и $\psi_2(\lambda_1 + 0)$, если в них поменять местами A_1 и A_3 , A_2 и A_4 , а также w и w' :

$$\psi_3(\lambda_1 + 0) = \frac{(1 - w')A_3 + w'A_4}{w' + \gamma_1} + \frac{w'}{w' + \gamma_1} \psi_4(\lambda_1 + 0), \quad (15)$$

$$\psi_4(\lambda_1 + 0) = \frac{[A_1 w(1 + \gamma_1) + A_2 (w(1 - \gamma_1) + \gamma_1)] (w' + \gamma_1)(1 + \gamma)}{2ww'(\gamma + \gamma_1) + (w + w')\gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma) + 2\gamma\gamma_1^2} + \frac{[A_3 w'(1 + \gamma_1) + A_4 (w'(1 - \gamma_1) + \gamma_1)] (w(1 - \gamma_1) + \gamma_1)}{2ww'(\gamma + \gamma_1) + (w + w')\gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma) + 2\gamma\gamma_1^2}. \quad (16)$$

С помощью приведенных выше формул (13)–(16) и соотношений (3), (4) легко вычислить все компоненты тензора электропроводности σ_{ij} при любой величине и ориентации магнитного поля $\mathbf{H} = (H \cos \varphi \sin \vartheta, H \sin \varphi \sin \vartheta, H \cos \vartheta)$.

При $\text{tg } \vartheta \gg 1$ сечения ПФ плоскостью $p_H = \text{const}$ сильно вытянуты вдоль оси p_z и скорость движения электрона вдоль нормали к слоям по такой траектории v_z часто меняет знак. Основной вклад в ее среднее значение за период в магнитном поле \bar{v}_z вносят небольшие окрестности вблизи точек стационарной фазы, где

$$\frac{dp_z}{dt} = \frac{eH}{c} \sin \vartheta (v_x \sin \varphi - v_y \cos \varphi) = 0. \quad (17)$$

Таких точек на замкнутом сечении гофрированного цилиндра, по крайней мере, две, и их вклады в среднее значение скорости \bar{v}_z могут компенсировать друг друга при некоторых ориентациях магнитного поля относительно кристаллографических осей монокристаллического образца. Это приводит к резкому возрастанию сопротивления току поперек слоев ρ_{zz} , которое при $\eta \ll 1$ асимптотически равно $1/\sigma_{zz}$.

Резкие максимумы межслоевого магнитосопротивления и магнитной восприимчивости органического проводника (BEDT-TTF)₂JBr₂, которые периодически повторялись, как функции $\text{tg } \theta$, впервые были обнаружены в Черноголовке в лаборатории Щеголева [7, 8], а затем и в других органических слоистых проводниках в различных лабораториях мира [9–18]. Периоды этих осцилляций содержат важную информацию об энергетическом спектре носителей заряда [19–21], и с помощью экспериментального исследования гальваномагнитных характеристик квазидвумерного проводника можно полностью определить форму его поверхности Ферми без привлечения других спектроскопических методов восстановления электронного энергетического спектра [21].

На квазиплоских листах ПФ точки стационарной фазы, удовлетворяющие условию (17), отсутствуют при $\varphi = \pi/2$ и появляются лишь при заметном отклонении магнитного поля от плоскости yz , а при $\varphi = 0$, т.е. когда магнитное поле расположено в

плоскости xz , таких точек две, где p_x принимает минимальное p_x^{min} или максимальное p_x^{max} значение. По периоду этих осцилляций с изменением $\text{tg } \vartheta$ можно определить величину гофрировки плоского листа ПФ; $\delta p_x = p_{x1}^{\text{max}} - p_{x1}^{\text{min}} = p_{x3}^{\text{max}} - p_{x3}^{\text{min}}$ [22]. Если за время своего свободного пробега электрон хотя бы один раз совершает магнитный пробой с одного листа ПФ на другой, то за счет блуждания носителей заряда по магнитопробойным траекториям возникают комбинированные частоты угловых осцилляций магнитосопротивления [23].

Мы рассмотрим магнитопробойные осцилляции межслоевого сопротивления квазидвумерного проводника в магнитном поле, расположенном в плоскости xz при $w \gg \gamma_1$ и $w' \gg \gamma_1$, когда вероятность магнитного пробоя в окрестности A или B близка к единице. В этом случае асимптотическое выражение для функций $\psi_i(\lambda_1 + 0)$ имеет вид

$$\psi_2(\lambda_1 + 0) = \psi_4(\lambda_1 + 0) = \frac{A_1 + A_2 + A_3 + A_4}{2(\gamma + \gamma_1)}, \quad (18)$$

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = \frac{(1 - w)A_1}{w} + \frac{A_1 + A_2 + A_3 + A_4}{2(\gamma + \gamma_1)}, \quad (19)$$

$$\psi_3(\lambda_1 + 0) = \frac{(1 - w')A_3}{w'} + \frac{A_1 + A_2 + A_3 + A_4}{2(\gamma + \gamma_1)}. \quad (20)$$

При этом первые слагаемые в правой части асимптотических формул (19) и (20) много меньше последних слагаемых и с одинаковой вероятностью электрон проводимости посещает все каналы магнитопробойной траектории, т.е. при каждой возможности магнитного пробоя будто бы электрон непременно переходит на другой лист ПФ.

Несложные вычисления позволяют получить при $\text{tg } \vartheta \gg 1$ следующее асимптотическое выражение для σ_{zz} :

$$\sigma_{zz} = \frac{\sigma_0 \eta^2}{\text{tg } \vartheta} \{ \beta(1 + \sin \alpha D_p) + 2\beta_1(1 + \sin \alpha \delta p_x) + \beta_2 [2 \cos \alpha (D_p + \delta p_x + 2\Delta_p) + \sin \alpha (D_p + 2\delta p_x + 2\Delta_p) - \sin \alpha (D_p + 2\Delta_p)] + \beta_3 [\cos \alpha (\delta p_x + \Delta_p) - \sin \alpha \Delta_p + \sin \alpha (D_p + \delta p_x + \Delta_p) + \cos \alpha (D_p + \Delta_p)] \}. \quad (21)$$

Здесь σ_0 — электропроводность квазидвумерного проводника вдоль слоев в отсутствие магнитного поля, D_p — диаметр цилиндра вдоль оси p_x , $\Delta_p = p_{x2}^{min} - p_{x1}^{max} = p_{x3}^{min} - p_{x2}^{max}$ — минимальное расстояние между цилиндром и плоскими листами ПФ, $\alpha = (a/\hbar) \operatorname{tg} \vartheta$, а величины порядка единицы β , β_1 , β_2 и β_3 зависят от конкретного вида электронного энергетического спектра. В формуле (21) не учтены неосциллирующие слагаемые, обеспечивающие положительность диагональных компонент тензора электропроводности.

Асимптотическое выражение (21) для σ_{zz} получено при предположении, что вероятности магнитного пробоя $w(p_H)$ и $w'(p_H)$ в областях A и B не слишком различны и обе функции превышают γ_1 на всех сечениях ПФ плоскостью $p_H = \operatorname{const}$. Кроме того, гофрировка квазиплоского листа ПФ не мала и выполнено условие

$$\alpha \delta p_x = \frac{a}{\hbar} \delta p_x \operatorname{tg} \vartheta \gg 1. \quad (22)$$

Следует иметь в виду, что с ростом $\operatorname{tg} \vartheta$ возрастает период движения электрона в магнитном поле $T(\vartheta) = T(0)/\cos \vartheta$ и $T_1(\vartheta) = T_1(0)/\cos \vartheta$, так что условие сильного магнитного поля $\gamma_0 = T(0)/\tau \approx T_1(0)/\tau \ll 1$, необходимое для наблюдения угловых осцилляций магнитосопротивления, выполнимо лишь при

$$\gamma = \gamma_0 \operatorname{tg} \vartheta \ll 1, \quad \gamma_1 \approx \gamma_0 \operatorname{tg} \vartheta \ll 1. \quad (23)$$

В слоистых проводниках с квазиодномерным энергетическим спектром носителей заряда на плоском листе ПФ со слабой гофрировкой η' вдоль оси p_x выполнение условий (22) и (23) возможно лишь при выполнении неравенства $\gamma_0 \ll \ll \cos \vartheta \ll \eta' \ll 1$, а это трудно реализовать даже в случае весьма большой длины свободного пробега носителей заряда. Таков энергетический спектр семейства органических проводников $(\text{BEDT-TTF})_2\text{MNg}(\text{SCN})_4$, где М — один из элементов Cu, K, Tl, Rb [24]. Недавно Карцовнику с сотр. [25] все же удалось наблюдать магнитопробойные осцилляции межслоевого сопротивления органических проводников $\alpha\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{KNg}(\text{SCN})_4$ и $\alpha\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{TlNg}(\text{SCN})_4$.

Если электрон за время между актами магнитного пробоя смещается вдоль оси p_z на целое число периодов N , т. е.

$$\operatorname{tg} \vartheta = 2\pi \hbar N / D_p a, \quad (24)$$

то расстояния между цилиндром и квазиплоскими листами ПФ в областях магнитного пробоя A и B

одинаковы на всех сечениях ПФ плоскостью $p_H = \operatorname{const}$ и $w(p_H) = w'(p_H)$, а при иных ориентациях магнитного поля вероятности магнитного пробоя в областях A и B различны, особенно в проводниках с большой гофрировкой. Это связано с тем, что вероятность магнитного пробоя $w = \exp\{-H_0/H\}$ экспоненциально зависит от величины энергетического зазора Δ_ε , который необходимо преодолеть электрону, чтобы перейти с одного листа ПФ на другой [26–28], и на некоторых сечениях ПФ плоскостью $p_H = \operatorname{const}$ вероятности магнитного пробоя $w(p_H)$ и $w'(p_H)$ могут быть существенно различными. Характерное поле магнитного пробоя H_0 обратно пропорционально постоянной Планка \hbar , как следует из теории туннельного эффекта Гамова, и стремительно растет с увеличением Δ_ε , так что w заметно отлчно от нуля лишь для малых величин энергетического барьера Δ_ε . Для сколь угодно малых Δ_ε вероятность магнитного пробоя в обычных металлах согласно работам [26, 27, 29] имеет вид

$$w = \exp(-\kappa \Delta_\varepsilon^2 / \varepsilon_F \hbar \omega_c), \quad (25)$$

где κ зависит от конкретного вида электронного энергетического спектра. В квазидвумерных проводниках максимальное значение Δ_ε по порядку величины равно $v_F \delta p_x$ и характерное поле магнитного пробоя H_0 не превышает величину $\eta'^2 c \hbar / e a^2$, где $\eta' = (\alpha \delta p_x) / \hbar$, равную $10^4 \eta'^2$ Тл, которая сравнима с величиной реально используемых магнитных полей порядка нескольких десятков Тесла лишь в случае слабой гофрировки η' плоского листа ПФ. В этом случае в формировании магнитопробойных осцилляций участвуют все носители заряда и, хотя $w(p_H)$ и $w'(p_H)$ все же различны, они могут быть больше величин γ и γ_1 на всех сечениях ПФ. Однако в проводниках с сильно гофрированной ПФ в плоскости слоев, т. е. когда η' порядка единицы, вклад в магнитопробойные осцилляции вносит лишь небольшая часть носителей заряда из окрестности максимального сближения листов ПФ, где вероятность магнитного пробоя принимает свое максимальное значение $w^{max} = \exp(-c \Delta_p^2 / \hbar e H)$. После интегрирования по p_H амплитуда магнитопробойных осцилляций магнитосопротивления приобретает малый множитель $a(eH/c\hbar)^{1/2} \approx (a/r_H)^{1/2}$, где r_H — радиус кривизны траектории электрона в магнитном поле.

Однако в проводниках с многолистной ПФ гофрировка квазиплоских листов не может быть большой и сравнимой с фермиевским импульсом, поскольку на длине элементарной ячейки импульсного пространства надо поместить две плоскости с гофрировкой вдоль оси p_x , да еще между ними поме-

стить гофрированный цилиндр. Так что реально параметр относительной гофрировки плоских листов η' порядка $1/10$, и в некоторой области углов ϑ отклонения магнитного поля от нормали к слоям в реально достижимых полях до 50 Тл все электроны проводимости с энергией Ферми участвуют в формировании магнитопробойных осцилляций. В тех случаях, когда $w(p_H)$ и $w'(p_H)$ не могут одновременно превышать γ_1 , уменьшается амплитуда осцилляций, т. е. убывает вклад в этот осцилляционный эффект носителей зарядов, которые способны протуннелировать с одного плоского листа на другой плоский лист ПФ. Например, при $w \gg \gamma_1$ и $w' < \gamma_1$

$$\begin{aligned} \psi_2(\lambda_1 + 0) &= \psi_4(\lambda_1 + 0) = \\ &= \frac{[A_1 + A_2 + A_4](w' + \gamma_1)w + A_3w'w}{w[2w'(\gamma + \gamma_1) + \gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma)] + 2\gamma\gamma_1^2}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\psi_3(\lambda_1 + 0) = \frac{A_3}{w' + \gamma_1} + \frac{[A_1 + A_2 + A_4]w'}{2w'(\gamma + \gamma_1) + \gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma)} \quad (27)$$

и носители заряда при туннелировании реже посещают лист 3 ПФ, по крайней мере, в два раза реже при $w' = \gamma_1$, в то же время вероятность обнаружить их на остальных различных листах ПФ одинакова при любых значениях w' . При суммировании по p_H в формуле для σ_{zz} всегда найдется такое сечение ПФ, на котором некоторые носители заряда на листе 1 ПФ слабо участвуют в формировании магнитопробойных осцилляций магнитосопротивления, т. е. меняются роли электронов проводимости на листах 1 и 3 ПФ.

Таким образом, при суммировании по всем состояниям носителей заряда мы в конечном итоге получим в случае слабой гофрировки плоского листа ПФ выражение для σ_{zz} аналогичное (21) с несколько различными по величине амплитудами магнитопробойных осцилляций. При этом остаются неизменными периоды магнитопробойных осцилляций и порядок величины неосциллирующей части σ_{zz} .

При весьма больших значениях $\text{tg } \vartheta$, когда $\gamma_1 \text{tg } \vartheta$ и $\gamma \text{tg } \vartheta$ становятся больше или порядка единицы, т. е. когда за время свободного пробега электрон не успевает совершить полный оборот в магнитном поле, начинается угасание осцилляций межслоевого магнитосопротивления, поскольку увеличивается

путь электронной траектории между двумя актами рассеяния электрона, на котором нет точки стационарной фазы. При ϑ близком к $\pi/2$ межслоевое сопротивление ρ_{zz} линейно растет с магнитным полем при $\eta \ll \gamma_0 \ll 1$, а в более сильных магнитных полях, когда $\gamma_0 \leq \eta$, линейный рост сменяется квадратичным [30, 31].

Отклонение магнитного поля от плоскости xz приводит к более сложной зависимости периодов этих осцилляций от параметров электронного энергетического спектра, поскольку с ростом угла φ убывает расстояние между точками поворота электронов на плоских листах ПФ, и при некотором значении угла φ , равном φ_c , эти точки стационарной фазы сливаются в одну, и при дальнейшем увеличении угла отклонения магнитного поля от плоскости xz электроны на плоских листах ПФ не участвуют в формировании угловых осцилляций.

Сопротивление току вдоль слоев также осциллирует как функция $\text{tg } \vartheta$ на большом фоне, т. е. на фоне монотонно меняющейся части сопротивления. Для наблюдения обычных и магнитопробойных угловых осцилляций более удобны измерения именно межслоевого магнитосопротивления. Его экспериментальное исследование позволяет определить тонкие детали энергетического спектра носителей заряда в слоистых проводниках.

Исследование плавно меняющейся с величиной и ориентацией магнитного поля электропроводности вдоль слоев также позволяет получить важную информацию о законе дисперсии носителей заряда в слоистых проводниках с многолистной ПФ. При вычислении внутрислоевых компонент тензора электропроводности σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{xy} и σ_{yx} достаточно ограничиться лишь основным приближением по параметру η . В этом приближении на каждом сечении ПФ скорость дрейфа в плоскости слоев носителей заряда на листах ПФ 1 и 3 имеет противоположные знаки, аналогично и для электронов на листах ПФ 2 и 4, так что

$$A_1 + A_3 = 0 \quad \text{и} \quad A_2 + A_4 = 0, \quad (28)$$

и с учетом соотношения (28) функции $\psi_2(\lambda_1 + 0)$ и $\psi_4(\lambda_1 + 0)$ принимают вид

$$\begin{aligned} \psi_2(\lambda_1 + 0) &= -\frac{A_1(1 + \gamma_1)[ww'(\gamma + \gamma_1) - w\gamma_1 + w'\gamma_1(1 + \gamma)]}{2ww'(\gamma + \gamma_1) + (w + w')\gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma) + 2\gamma\gamma_1^2 + \gamma^2\gamma_1^2} - \\ &\quad - \frac{A_2[ww'(\gamma + \gamma_1)(1 - \gamma_1) + w'\gamma_1(1 - \gamma_1) - w\gamma_1(\gamma + \gamma_1) + \gamma\gamma_1^2]}{2ww'(\gamma + \gamma_1) + (w + w')\gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma) + 2\gamma\gamma_1^2 + \gamma^2\gamma_1^2}, \end{aligned} \quad (29)$$

$$\psi_4(\lambda_1 + 0) = -\frac{A_3(1 + \gamma_1)[ww'(\gamma + \gamma_1) - w'\gamma_1 + w\gamma_1(1 + \gamma)]}{2ww'(\gamma + \gamma_1) + (w + w')\gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma) + 2\gamma\gamma_1^2 + \gamma^2\gamma_1^2} - \frac{A_4[ww'(\gamma + \gamma_1)(1 - \gamma_1) + w\gamma\gamma_1(1 - \gamma_1) - w'\gamma_1(\gamma + \gamma_1) + \gamma\gamma_1^2]}{2ww'(\gamma + \gamma_1) + (w + w')\gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma) + 2\gamma\gamma_1^2 + \gamma^2\gamma_1^2}. \quad (30)$$

Дрейф носителей заряда на плоских листах ПФ вдоль оси x со скоростью

$$v_x^{(1)} = -v_x^{(3)} = -\frac{p_y(\lambda_1) - p_y(\lambda_2)}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad (31)$$

и отсутствие их смещения вдоль оси y за период движения в магнитном поле приводят к резкой анизотропии электропроводности слоистого проводника вдоль слоев. Их вклад в компоненту тензора электропроводности σ_{xx} в отсутствие магнитного пробоя сравним с электропроводностью σ_0 в отсутствие магнитного поля. Ускорение электронов на плоских листах ПФ электрическим полем \mathbf{E} значительно уменьшается, если за время свободного пробега электрон успевает совершить одно или несколько туннелирований с одного листа ПФ на другой, что приводит к резкому уменьшению компоненты тензора электропроводности σ_{xx} , которая при $w \gg \gamma_1$ и $w' \gg \gamma_1$ убывает с ростом магнитного поля пропорционально $1/H$. В этом легко убедиться, заметив, что для внутрислойной электропроводности более важен учет первых слагаемых в формулах (19) и (20) при вычислении компоненты σ_{xx} . При этом компонента электропроводности σ_{yy} при любых значениях вероятности магнитного пробоя пропорциональна $1/H^2$ и сопротивление проводника тока вдоль слоев

$$\rho_{yy} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}} \quad (32)$$

линейно растет с магнитным полем в широкой области полей, кроме области направления тока, отклоненного от оси x на небольшой угол φ , меньший или порядка γ_0 . В непосредственной близости к фазовому топологическому переходу Лифшица, когда $(1 - w) \leq \gamma_0$, сопротивление току вдоль слоев почти изотропно и достигает насыщения с ростом сильного магнитного поля [32].

Описанное в [32] поведение магнитосопротивления току вдоль слоев следует ожидать в слоистых проводниках с многолистной ПФ с небольшой гофрировкой квазиплоского листа ПФ в плоскости слоев, таких, например, как упомянутые выше соли тетраафульвалена $(\text{BEDT-TTF})_2\text{MnHg}(\text{SCN})_4$.

На примере слоистого проводника с поверхностью Ферми в виде цилиндра и двух плоскостей со

слабой гофрировкой вдоль проекции импульса на нормали к слоям мы показали, что магнитопробойные угловые осцилляции сопротивления току в низкоразмерных проводниках содержат детальную информацию об энергетическом спектре носителей заряда.

Зная период этих осцилляций, теоретически исследованных в данном сообщении, можно определить не только форму отдельных листов поверхности Ферми, но и взаимное расположение их в импульсном пространстве.

В настоящее время весьма активно исследуется влияние магнитного пробоя на межслойное магнитосопротивление слоистых проводников [33–38], и мы надеемся, что приведенные выше результаты теоретического исследования могут оказаться полезными при интерпретации наблюдаемых осцилляционных явлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. A. Little, Phys. Rev. A **134**, 1416 (1964).
2. I. F. Shchegolev, Phys. Stat. Sol. (a) **12**, 9 (1972).
3. D. Jerome and N. J. Schulz, Adv. Phys. **31**, 3 (1972); **51**, 293 (2002).
4. И. М. Лифшиц, В. Г. Песчанский, ЖЭТФ **35**, 1251 (1958).
5. И. М. Лифшиц, В. Г. Песчанский, ЖЭТФ **38**, 188 (1960).
6. И. М. Лифшиц, ЖЭТФ **38**, 1569 (1960).
7. М. В. Карцовник, В. Н. Лаухин, В. И. Нижанковский, А. А. Игнатъев, Письма в ЖЭТФ **47**, 363 (1988).
8. М. В. Карцовник, П. А. Кононович, В. Н. Лаухин, И. Ф. Щеголев, Письма в ЖЭТФ **48**, 541 (1988).
9. J. Wosnitzer, *Fermi Surface of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors*, Springer Tracts in Modern Physics, Springer-Verlag, Berlin (1996), p. 1.
10. M. V. Kartsovnik and V. N. Laukhin, J. de Phys. **6**, 1753 (1996).
11. V. G. Peschansky, Phys. Rep. **288**, 305 (1997).

12. T. Ishiguro, K. Yamaji, and G. Sato, *Organic Superconductors*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1998).
13. J. Singleton, Rep. Prog. Phys. **63**, 1111 (2000).
14. M. V. Kartsovnik, Chem. Rev. **104**, 5737 (2004).
15. M. V. Kartsovnik and V. G. Peschansky, Low. Temp. Phys. **31**, 185 (2005).
16. S. Uji and J. S. Brooks, in: *The Physics of Organic Superconductors and Conductors*, ed. by A. G. Lebed, Springer Series in Material Sciences, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg **110**, 89 (2008).
17. M. V. Kartsovnik, in: *The Physics of Organic Superconductors and Conductors*, ed. by A. G. Lebed, Springer Series in Material Sciences, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg **110**, 185 (2008).
18. A. Carrington, Rep. Prog. Phys. **74**, 124507 (2011).
19. K. Yamaji, J. Phys. Soc. Jpn. **58**, 1520 (1989).
20. R. Yagi, Y. Iye, T. Osada, and S. Kagoshima, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 3069 (1990).
21. V. G. Peschansky, J. A. Roldan Lopez, and Toji Gnado Yao, J. de Phys. **1**, 1469 (1991).
22. O. B. Кириченко, В. Г. Песчанский, ФНТ **37**, 925 (2011).
23. O. Galbova, O. B. Кириченко, В. Г. Песчанский, ФНТ **39**, 780 (2013).
24. R. Rousseau, M. L. Doublet, E. Canadell, R. P. Shibaeva, S. S. Khasanov, L. P. Rosenberg, N. D. Kushch, and E. B. Yagubskii, J. de Phys. **6**, 1527 (1996).
25. M. V. Kartsovnik, V. N. Zverev, D. Andres, W. Biberacher, T. Helm, P. D. Grigoriev, R. Ramazashvili, N. D. Kushch, and H. Muller, Low Temp. Phys. **40**, 377 (2014).
26. M. H. Cohen and L. M. Falicov, Phys. Rev. Lett. **7**, 231 (1961).
27. E. J. Blount, Phys. Rev. **126**, 1636 (1962).
28. A. B. Pippard, Proc. Roy Soc. A **270**, 1 (1962).
29. M. V. Kartsovnik, G. Andres, S. V. Simonov, W. Biberacher, I. Sheikin, N. D. Kushch, and H. Muller, Phys. Rev. Lett. **96**, 16601 (2006).
30. В. Г. Песчанский, ФНТ **23**, 47 (1997).
31. В. Г. Песчанский, ЖЭТФ **121**, 1204 (2002).
32. О. Галбова, В. Г. Песчанский, Д. И. Степаненко, ФНТ **41**, 691 (2015).
33. P. A. Goddard, S. J. Blundell, J. Singleton et al., Phys. Rev. B **69**, 174509 (2004).
34. A. F. Bangura, P. A. Goddard, J. Singleton et al., Phys. Rev. B **76**, 052510 (2007).
35. T. Helm, M. V. Kartsovnik, I. Sheikin et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 247002 (2010).
36. M. V. Kartsovnik, T. Helm, C. Putze et al., New J. Phys. **13**, 015001 (2011).
37. J. Eun and Chakravarty, Phys. Rev. B **84**, 094506 (2011).
38. T. Helm, M. V. Kartsovnik, C. Proust et al., Phys. Rev. B **92**, 094501 (2015).