

ОСЦИЛЛЯЦИИ ШУБНИКОВА – де ГААЗА ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В СЛОИСТЫХ ПРОВОДНИКАХ ВБЛИЗИ ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА ЛИФШИЦА

В. Г. Песчанский^{a,b}, О. Галбова^c, К. Ясемидис^d*

^a Харьковський національний університет ім. В. Н. Каразіна
61022, Харків Україна

^b Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркіна
Національної академії наук України
61103, Харків, Україна

^c Інститут фізики, Естествено-математический факултет
Университета Св. Кирила и Мефодия в Скопје
Скопје-1000, Република Македонија

^d Университет Западной Аттики
12244, Эгалео, Греция

Поступила в редакцию 23 января 2019 г.,
после переработки 15 марта 2019 г.
Принята к публикации 22 марта 2019 г.

Исследован отклик на неоднородный разогрев слоистого проводника с квазидвумерным электронным энергетическим спектром с многолистной поверхностью Ферми (ПФ), состоящей из слабофривированных цилиндров и примыкающих к ним двух планарных листов. В результате воздействия на проводник давления либо допирования примесными атомами можно настолько уменьшить расстояние Δ_p между цилиндром и планарными листами ПФ, что электроны проводимости начнут блуждать по ним, туннелируя с одного листа (полости) ПФ на другой. Если за время свободного пробега электрон проводимости успевает несколько раз посетить все листы ПФ, то его движение в плоскости, ортогональной магнитному полю, становится финитным. При этом возникают осцилляции Шубникова–де Гааза, период которых определяется замкнутой площадью, описываемой электроном при своем движении по магнитопробойной траектории в импульсном пространстве. Рассчитана зависимость термоэлектрического поля от величины и ориентации достаточно сильного квантующего магнитного поля. В магнитном поле, нормальном к слоям, сечения цилиндрической части ПФ равноудалены от обоих планарных листов ПФ. Однако даже при небольшом отклонении поля от нормали к слоям на угол ϑ эта равноудаленность нарушается, и при некоторых значениях угла ϑ_k вероятность магнитного пробоя на один из планарных листов ПФ может быть настолько мала, что электрон не может замкнуть магнитопробойную траекторию, а его движение по другому планарному листу с посещением цилиндрической части ПФ становится инфинитным. При этом магнитопробойные квантовые осцилляции намагнитченности и всех кинетических характеристик проводника исчезают, а их исчезновение периодически повторяется с изменением угла наклона магнитного поля к слоям как функция $\text{tg } \vartheta$.

DOI: 10.1134/S0044451019080133

1. ВВЕДЕНИЕ

Предсказанный Лифшицем электронный топологический переход в вырожденных проводниках

[1], при котором меняется связность поверхности Ферми (ПФ) в результате внешнего воздействия на них в виде давления либо допирования примесными атомами, вскоре был обнаружен во многих металлах и их сплавах в нормальном и в сверхпроводящем состояниях [2]. В последние 20 лет интерес к тополо-

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

гическим переходам Лифшица сместился в область низкоразмерных проводников. В таких проводниках даже при небольшом давлении может существенно измениться топологическая структура ПФ, что сопровождается появлением аномалий в кинетических и термодимических электронных характеристиках.

Эти аномалии особенно четко проявляются в термоэлектрических явлениях и несут в себе важную информацию об электронах проводимости даже в классически сильных магнитных полях \mathbf{B} , когда частота обращения носителей заряда, ω_c , много больше частоты их столкновений, $1/\tau$, а расстояние между квантованными уровнями энергии $\hbar\omega_c$ много меньше температурного размытия T равновесной фермиевской функции их распределения. Теоретический анализ термоэлектрических эффектов в слоистых проводниках с многолистной ПФ в этой области магнитных полей при различных ориентациях градиента температуры и вектора \mathbf{B} [3, 4] открывает возможность детального исследования электронного энергетического спектра таких проводников, в частности позволяет определить тонкие детали отдельных полостей (листов) ПФ и их взаимное расположение в импульсном пространстве, а исследование зависимости термоэлектрических коэффициентов от температуры — изучить различные механизмы релаксации носителей заряда.

В более сильных магнитных полях при $\hbar\omega_c \geq 2\pi^2 T$ существен учет квантования энергии носителей заряда, совершающих финитное движение в плоскости, ортогональной магнитному полю, что приводит к появлению осцилляционной зависимости термоэлектрического поля от обратной величины магнитного поля. Осцилляционная зависимость магнитной восприимчивости металлов от обратной величины квантующего магнитного поля была предсказана Ландау [5] и в том же 1930 г. обнаружена в Лейденской лаборатории в достаточно совершенных монокристаллах висмута при температуре жидкого гелия [6], а затем и в магнитосопротивлении тех же образцов висмута [7]. Теоретический расчет Ландау осцилляций магнитной восприимчивости металлов в квантующем магнитном поле в случае изотропной зависимости энергии носителей заряда $\epsilon(\mathbf{p})$ от их импульса \mathbf{p} был опубликован позднее в Приложении к статье Шенберга [8]. Намагниченность металлов при самых общих предположениях о виде их электронного энергетического спектра была теоретически исследована Лифшицем и Косевичем [9] и стала истоком нового направления в электронной физике металлов, названного позднее фермиологией, — решения обратной задачи восстановления формы ПФ

с помощью измерения осцилляционной зависимости намагниченности и кинетических коэффициентов от обратной величины сильного магнитного поля

В данной работе мы рассмотрим отклик на неоднородный разогрев электронной системы слоистых проводников с квазидвумерным электронным энергетическим спектром произвольного вида вблизи топологического перехода Лифшица и исследуем зависимость термоэлектрического поля

$$E_i = \frac{\pi^2 T}{3e} \rho_{ik} \frac{\partial \sigma'_{kj}(\mu)}{\partial \mu} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (1)$$

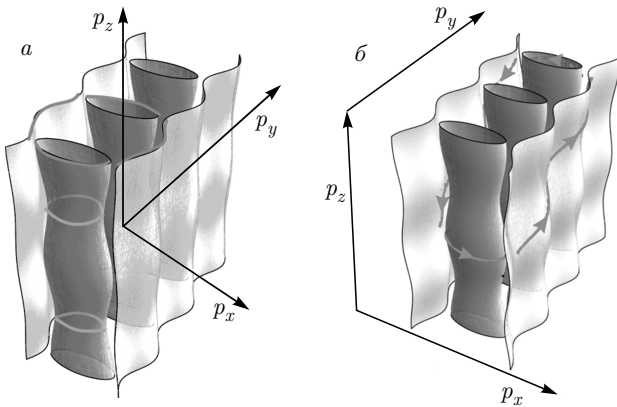
порожденного градиентом температуры $\partial T / \partial \mathbf{r}$, от величины и ориентации квантующего магнитного поля. Здесь ρ_{ik} — тензор сопротивления, обратный тензору электропроводности $\sigma_{ij}(\mu)$, а $\sigma'_{ij}(\mu)$ совпадает с тензором $\sigma_{ij}(\mu)$, если в нем время релаксации τ носителей заряда по направлению их импульса заменить временем релаксации τ_e по их энергиям, а e и μ — заряд и химический потенциал электронов проводимости.

2. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ, ОРТОГОНАЛЬНОМ СЛОЯМ

В большинстве слоистых проводников ПФ многолистна и состоит из топологически различных элементов в виде цилиндров и плоскостей, слабо гофрированных вдоль оси $p_z = \mathbf{p} \cdot \mathbf{n}$, где \mathbf{n} — нормаль к слоям. Так же как и в работе [3], будем полагать, что ПФ состоит из цилиндра в каждой элементарной ячейке импульсного пространства и двух примыкающих к нему квазипланарных поверхностей, а нормаль к квазиплоским листам ПФ назовем осью p_x (рисунок). Такова топологическая структура ПФ большого семейства органических проводников на основе тетрагидрофульвалена. Слабо гофрированный цилиндр равноудален от квазиплоских листов ПФ, и все его сечения плоскостью $p_B = \mathbf{p} \cdot \mathbf{B} / B = \text{const}$ симметричны в магнитном поле, ортогональном слоям.

В непосредственной близости к топологическому переходу Лифшица под действием внешнего возмущения минимальное расстояние Δ_p между отдельными листами (полостями) ПФ оказывается настолько малым, что электрон проводимости может переходить с одного листа ПФ на другой в результате магнитного пробоя с вероятностью

$$w(p_B) = \exp(-2cS_p / eB\hbar), \quad (2)$$



(В цвете онлайн) Траектории электронов на ПФ слоистого проводника, состоящей из цилиндров в каждой ячейке импульсного пространства и двух примыкающих к ним квазипланарных листов, слабофривированных вдоль оси $p_z = \mathbf{p} \cdot \mathbf{n}$ (\mathbf{n} — нормаль к слоям): а) магнитопробойные (красные) и обычные (зеленые) траектории электронов в магнитном поле, нормальном к слоям; б) магнитопробойная траектория (красная) в наклонном к слоям магнитном поле

где $S_p \approx \Delta_p^2$ — надбарьерная площадь, которую электрону необходимо преодолеть при туннелировании с одного листа ПФ на другой [10].

Среди хаотического блуждания электрона по различным полостям ПФ наиболее вероятным оказывается строго периодическое движение заряда, когда при каждой возможности магнитного пробоя электрон обязательно переходит на соседнюю полость ПФ, если за время своего свободного пробега он успевает много раз посетить все участки своей магнитопробойной траектории. Математическое ожидание такого финитного движения электрона близко к единице, если выполнено условие [11, 12]

$$w(p_B) \gg \gamma \equiv 1/\omega, \tau. \quad (3)$$

Квантованные уровни энергии электронов легко найти с помощью правила Бора–Зоммерфельда квантования площади в импульсном пространстве, $S(\varepsilon, p_B)$, описываемой электромом при своем движении по замкнутой орбите с сохранением его энергии $\varepsilon(\mathbf{p})$ и проекции импульса p_B на направление магнитного поля:

$$S(\varepsilon, p_B) = 2\pi\hbar \frac{eB}{c} \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (4)$$

где c — скорость света.

В квантующем магнитном поле появляются особенности в плотности состояний носителей заряда,

$$\nu(\varepsilon) = \int \frac{2dp_B \partial S(\varepsilon, p_B)}{(2\pi\hbar)^3 \partial \varepsilon}, \quad (5)$$

при тех значениях магнитного поля B_n , когда $\partial S(\varepsilon, p_B)/\partial p_B$ обращается в нуль. В этом легко убедиться, разложив левую часть уравнения (4) в степенной ряд по $\delta p_B = p_B - p_B^0$ вблизи электронной орбиты с экстремальной площадью $S_{ext} = S(\varepsilon, p_B^0)$:

$$S(\varepsilon, p_B^0) + \frac{\partial^2 S(\varepsilon, p_B^0)}{(\partial p_B^0)^2} \frac{\delta p_B^2}{2} = 2\pi\hbar \frac{eB}{c} \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (6)$$

Легко заметить, что корневые особенности функции $\nu(\varepsilon)$, связанные с экстремумом площади замкнутой орбиты в импульсном пространстве, S_{ext} , формирует небольшое число электронов проводимости $\delta p_B \leq \sqrt{2\pi\hbar eB/c\eta}$ или их относительная доля

$$a \frac{\delta p_B}{\hbar} \leq \sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{\mu\eta}} \ll 1, \quad (7)$$

где a — расстояние между слоями, $\eta = \partial^2 S(\varepsilon, p_B^0)/(\partial p_B^0)^2$ — параметр квазидвумерности электронного энергетического спектра, который с точностью до численного множителя порядка единицы совпадает с отношением максимальной скорости \bar{v}_z дрейфа носителей заряда вдоль нормали \mathbf{n} к слоям к характерной фермиевской скорости v_F движения электронов вдоль слоев. Эти особенности периодически повторяются с изменением обратной величины магнитного поля согласно соотношению (4) с периодом

$$\Delta \left(\frac{1}{B} \right) = \frac{2\pi\hbar e}{cS_{ext}}, \quad (8)$$

что и приводит к периодическому изменению в зависимости от $1/B$ термодинамических и кинетических характеристик вырожденных проводников.

Если не только магнитное поле, но и градиент температуры ортогонален слоям, то электрическое поле E_z в основном приближении по малому параметру квазидвумерности проводника $\eta \ll 1$,

$$E_z = \frac{\pi^2 T}{3e\sigma_{zz}(\mu)} \frac{\partial \sigma_{zz}(\mu)}{\partial \mu} \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (9)$$

асимптотически зависит лишь от компоненты тензора электропроводности

$$\sigma_{zz} = - \sum_{k=-\infty}^{\infty} \int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \int \frac{2dp_B}{(2\pi\hbar)^3} (e\bar{v}_z)^2 \times \times \tau_B \frac{\partial S(\varepsilon, p_B)}{\partial \varepsilon} \exp \left(\frac{ikcS(\varepsilon, p_B)}{\hbar eB} \right). \quad (10)$$

Здесь $f_0 = \{1 + \exp(\varepsilon - \mu)/T\}^{-1}$ — равновесная фермиевская функция распределения электронов

проводимости. Воспользовавшись формулой Пуассона [13]

$$\sum_{n=0}^{\infty} \varphi_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} dn \varphi(n) \exp(2\pi i k n),$$

мы при суммировании по всем состояниям электронов, заданным переменными p_B и n , заменили суммирование по n интегрированием по n , а затем с помощью соотношения

$$dn = \frac{c}{2\pi\hbar e B} \frac{\partial S(\varepsilon, p_B)}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \quad (11)$$

— интегрированием по ε . Время свободного пробега электрона $\tau_B = \tau(1 + \nu_{osc})$ содержит осциллирующую с магнитным полем добавку

$$\nu_{osc} = \sum_{q=1}^{\infty} \xi_q \int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \int \frac{a dp'_B}{\hbar} \times \cos \frac{qcS(\varepsilon, p'_B)}{eB\hbar}, \quad (12)$$

связанную с квантовыми осцилляциями амплитуды рассеяния электронов [14]. Численные множители порядка единицы ξ_q в формуле (12) зависят от конкретного вида амплитуды рассеяния носителей заряда и их закона дисперсии. В случае изотропного электронного энергетического спектра они вычислялись во многих работах с использованием различных методов [15–18]. Однако знание этих множителей не существенно для решения обратной задачи восстановления энергетического спектра электронов проводимости по данным экспериментального исследования электронных явлений в квантующем магнитном поле. Достаточно знать лишь экстремальные замкнутые плоские сечения ПФ.

Осцилляционная зависимость компонент тензора электропроводности квазидвумерных проводников от обратной величины квантующего магнитного поля гораздо меньше плавно меняющейся их части при $\hbar\omega_c/\mu \ll \eta \ll 1$ (примерно в $\sqrt{\mu\eta/\hbar\omega_c}$ раз). Дифференцирование по μ быстро осциллирующей экспоненты $\exp[ikcS(\mu, p_B)/\hbar eB]$ в формуле (10) приводит к умножению этой экспоненты на достаточно большую величину

$$\frac{ikc}{\hbar eB} \frac{\partial S}{\partial \mu} = \frac{2\pi ik}{\hbar\omega_c},$$

а слагаемое с $k = 0$ приобретает значительно меньший множитель порядка $1/\mu$. В результате квантовые осцилляции термоэлектрического поля носят

гигантский характер, осциллирующая часть термоэлектрического поля $\mathbf{E}_{osc}(B)$ много больше неосциллирующей части $\mathbf{E}^{mon}(B)$, которая совпадает с термоэлектрическим полем при $\hbar\omega_c \ll T$.

Наличие двух острых функций в формулах (10) и (12) позволяет легко выполнить в них интегрирование по ε , p'_B и p_B и получить при $2\pi^2 T \ll \hbar\omega_c$ и $\hbar\omega_c/\mu \ll \eta \ll 1$ компактное асимптотическое выражение для термоэлектрического поля:

$$E_z = E_z^{mon} \left[1 + \xi \sqrt{\frac{\mu}{\hbar\omega_c}} \sin \left(\frac{cS_{ext}}{eB\hbar} + \frac{s\pi}{4} \right) \right], \quad (13)$$

где $s = \text{sign}[\partial^2 S(\varepsilon, p_B)/\partial p_B^2]$, ξ — безразмерный множитель порядка единицы, зависящий от закона дисперсии носителей заряда, а плавно меняющаяся часть термоэлектрического поля в слоистых проводниках имеет вид

$$E_z^{mon} = \frac{\pi^2 T}{3e} \frac{\partial}{\partial \mu} \ln \int dp_B \left[\overline{v_z(\mu, p_B)} \right]^2 \tau \quad (14)$$

и по порядку величины равна $T/e\mu$. Здесь приведены лишь первые гармоники быстро осциллирующих функций с $s = \pm 1$, т. е. основные вклады в квантовые осцилляции электронов из окрестностей с максимальным и минимальным сечениями ПФ плоскостью $p_B = \text{const}$.

Будем полагать, что максимальное сечение цилиндрической части ПФ гораздо ближе к квазиплоским листам ПФ, как это показано на рисунке *a*, чем ее минимальное сечение. В этом случае электроны вблизи минимального сечения ПФ, S_c^{min} , не покидают цилиндрическую часть ПФ и формируют обычные осцилляции Шубникова – де Гааза с частотой $\nu = cS_c^{min}/e\hbar$, пропорциональной S_c^{min} (на рисунке отмечена зеленым цветом), а электроны на цилиндрической части ПФ вблизи максимальной площади его сечения S_c^{max} участвуют вместе с носителями заряда на квазипланарных листах ПФ в формировании магнитопробойных осцилляций термоэлектрического поля. Площадь магнитопробойной траектории электрона (отмечена красным цветом на рисунке) состоит из четырех кусков между магнитопробойными контактами $(\pm D/2, 0, 0)$ и $(\pm D/2, P_2, 0)$, где D — диаметр максимального сечения цилиндрической части ПФ вдоль оси p_x , $P_2 = 2\pi\hbar/a_2$ — период элементарной ячейки импульсного пространства вдоль оси p_y , а a_2 — период кристалла в обычном пространстве вдоль оси y .

Начало отсчета в плоскости $p_y p_z$ мы поместили в один из магнитопробойных контактов. Уровни энергии электронов проводимости, движущихся

по замкнутым магнитопробойным орбитам, следует найти с помощью уравнения (4), подставив в него суммарную площадь, которую описывает электрон, движущийся по двум соседним цилиндрам и обоим квазипланарным листам ПФ:

$$S_{mb} = S_c^{max} + S_{pl}, \quad (15)$$

где

$$S_{pl}(\varepsilon, p_B^0) = \int_{-D/2}^{D/2} dp_x \left[p_y^{(2)}(p_x) - p_y^{(1)}(p_x) \right] \quad (16)$$

— площадь между обоими квазипланарными листами ПФ, отнесенная к одной элементарной ячейке импульсного пространства.

При неоднородном разогреве образца вдоль слоев неосциллирующая часть термоэлектрического поля, $E_y^{mon}(B)$, линейно растет с магнитным полем, когда градиент температуры направлен вдоль оси x (см. формулу (55) в работе [4]). Во всех остальных случаях поле Нернста – Эттинсхаузена, как и термоэлектрическое поле вдоль градиента температуры, осциллирует на фоне небольшого постоянного поля порядка $T/\epsilon\mu$.

3. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НАКЛОННОМ К СЛОЯМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В магнитном поле $\mathbf{B} = (B \sin \vartheta \cos \varphi, B \sin \vartheta \sin \varphi, B \cos \vartheta)$, отклоненном от нормали к слоям, сечения $S_c(\varepsilon, p_B)$ цилиндрической полости ПФ вытянуты вдоль оси p_z . Время пролета электрона между квазипланарными листами ПФ, $T_1(\vartheta) = T_1(0)/\cos \vartheta$, растет с увеличением угла наклона к слоям магнитного поля, а точки поворота электрона на замкнутой орбите вдоль оси p_x находятся на различном расстоянии от плоских листов ПФ. Для достаточно малых углов ϑ это не столь существенно, однако с увеличением угла ϑ эта разность растет и может сравниться с величиной гофрировки цилиндрической части ПФ $\eta\hbar/a$. Если при этом $\exp(-c\hbar\eta^2/a^2eB)$ окажется меньше γ , то электрон, движущийся в магнитном поле, расположенном в плоскости xz , не сможет замкнуть магнитопробойную орбиту и его движение по плоским листам будет инфинитным. В этом случае электрон движется в основном по открытой траектории лишь в одном направлении, совершая иногда полный оборот по замкнутому сечению цилиндрической части ПФ, и квантовые магнитопробойные осцилляции кинетических коэффициентов отсутствуют.

В этом случае квантовые осцилляции кинетических коэффициентов формируются лишь электронами на цилиндрической части ПФ. При $\text{tg } \vartheta \gg 1$ к ним присоединяются классические угловые осцилляции, однако их амплитуда гораздо меньше амплитуды квантовых осцилляций, которые подавляют классические осцилляции термоэлектрического поля. Все же имеется счетное множество ориентаций магнитного поля, когда вновь появляются магнитопробойные квантовые осцилляции такой же интенсивности, как и в магнитном поле, ортогональном слоям. Это возможно, когда четыре магнитопробойных контакта будут находиться на одной плоскости.

Для этого необходимо, чтобы электрон, переместившись с цилиндрической части ПФ на квазипланарный лист ПФ и двигаясь по нему, встретил точно такой же, как и при $\vartheta = 0$, магнитопробойный контакт на соседнем цилиндре ПФ или хотя бы через один. Перейдя на этот соседний цилиндр, электрон должен сместиться по нему на целое число периодов P_3 вдоль оси p_z и протуннелировать на другой квазипланарный лист ПФ, а затем вернуться на прежний цилиндр ПФ и замкнуть магнитопробойную траекторию. При этом в силу периодической зависимости энергии электрона от его квазиимпульса вероятность магнитного пробоя оказывается одинаковой и в точности такой же, как и в магнитном поле, ортогональном слоям.

Электрон проводимости, начав свой путь, например, в контакте $p_1 = (D_p/2, 0, 0)$ движется по открытой орбите к контакту $p_2 = (D_p/2, mP_2, nP_3)$, сместившись на целое число периодов элементарной ячейки импульсного пространства P_2 и P_3 , затем поднимается по цилиндрической части ПФ вверх по оси p_z на целое число N периодов P_3 и перемещается на противоположный лист ПФ к контакту $p_3 = (-D_p/2, mP_2, (n + N)P_3)$. Сместившись по открытой траектории вниз на n периодов P_3 , электрон приближается к контакту $p_4 = (-D_p/2, 0, nP_3)$, а затем замыкает орбиту в контакте $p_1 = (D_p/2, 0, 0)$.

Ориентация магнитного поля, ортогонального такой замкнутой орбите, определяется условиями ортогональности вектора магнитного поля \mathbf{B} векторам, соединяющим контакт $p_1 = (D_p/2, 0, 0)$ с остальными названными выше магнитопробойными контактами. Из условия этой ортогональности следует, что

$$\cos \varphi \text{tg } \vartheta = \frac{2\pi\hbar N}{aD_p}, \quad \sin \varphi \text{tg } \vartheta = \frac{na_2}{ma}. \quad (17)$$

Эти соотношения удобно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \vartheta &= \sqrt{\left(\frac{2\pi\hbar N}{aD}\right)^2 + \left(\frac{na_2}{ma}\right)^2}, \\ \operatorname{tg} \varphi &= \frac{na_2 D}{2\pi\hbar N m}. \end{aligned} \quad (18)$$

При ориентации магнитного поля, удовлетворяющей условию (18), амплитуда магнитопробойных осцилляций кинетических коэффициентов по порядку величины оказывается такой же, как и в нормальном к слоям магнитном поле, поскольку вероятность того, что электрон переместится на другой лист ПФ в результате магнитного пробоя, в обоих случаях нормального и наклонного к слоям магнитного поля определяется лишь величиной зазора Δ_p между листами ПФ. При небольшом нарушении условия (18) амплитуда магнитопробойных осцилляций начинает угасать и в бесстолкновительном пределе ($\tau = \infty$) принимает минимальное значение при угле наклона ϑ_c магнитного поля к слоям, удовлетворяющем условию (18), если в нем заменить N полуцелым числом $N + 1/2$, либо n заменить на $n + 1/2$.

Магнитопробойные квантовые осцилляции сопротивления органических проводников впервые были обнаружены в органическом комплексе $\kappa - (\text{BEDT-TTF})_2\text{Cu}(\text{NCS})_2$, а затем и в других слоях тетраафульвена в различных лабораториях [19, 20]. Сопротивления этого семейства органических проводников поперек и вдоль слоев различаются в тысячу раз. В таких комплексах органического проводника легко можно обнаружить гигантские осцилляции термоэлектрического поля с изменением обратной величины квантующего магнитного поля порядка 20–30 Тл и их периодические исчезновения как функции $\operatorname{tg} \vartheta$.

Условие сильного магнитного поля определяется числом оборотов электрона по замкнутой орбите за время его свободного пробега, которое обратно пропорционально площади электронной орбиты. Более надежная информация содержится в данных измерений в случае небольших орбит с малыми значениями N и n , включая $N = 0$ либо $n = 0$. При $n = 0$, т. е. при вращении магнитного поля в плоскости xz , возникают острые магнитопробойные пики термоэлектрического поля с частотой

$$\nu = \frac{c(S_c^{max} + S_{pl})}{e\hbar \cos \vartheta_N}$$

при угле наклона магнитного поля, удовлетворяющем условию

$$\operatorname{tg} \vartheta_N = 2\pi\hbar N/aD, \quad N = 1, 2, 3, \quad (19)$$

и с частотой

$$\nu_m = \frac{c(S_c^{max} + mS_{pl})}{e\hbar \cos \vartheta_m}$$

при $N = 0$, $n = 1$, когда магнитное поле расположено в плоскости yz , а угол его наклона к слоям удовлетворяет условию

$$\operatorname{tg} \vartheta_m = a_2/ma. \quad (20)$$

Экспериментальное исследование этих осцилляционных эффектов позволит определить площадь максимального сечения цилиндрической части ПФ и его диаметр D вдоль оси p_x . Сравнивая частоту осцилляций ν_2 при $N = 0$, $n = 1$, $m = 2$ с магнитопробойной орбитой, изображенной на рисунке б, с частотой магнитопробойных осцилляций в магнитном поле, ортогональном к слоям,

$$\nu_0 = \frac{c(S_c^{max} + S_{pl})}{e\hbar},$$

т. е. при $N = 0$, $n = 0$, можно определить площадь S_{pl} между квазипланарными листами ПФ, отнесенную к одной элементарной ячейке импульсного пространства:

$$S_{pl} = \frac{e\hbar}{c}(\nu_2 \cos \vartheta_2 - \nu_0). \quad (21)$$

При неоднородном разогреве проводника вдоль слоев магнитопробойные осцилляции Шубникова – де Гааза термоэлектрического поля,

$$\begin{aligned} E_z &= \frac{\pi^2 T}{3e} \rho_{za} \frac{\partial \sigma_{\alpha\beta}(\mu)}{\partial \mu} \frac{\partial T}{\partial r_\beta}, \\ E_a &= \frac{\pi^2 T}{3e} \rho_{a\delta} \frac{\partial \sigma_{\delta\beta}(\mu)}{\partial \mu} \frac{\partial T}{\partial r_\beta}, \quad (\alpha, \beta, \delta) = (x, y), \end{aligned} \quad (22)$$

происходят на фоне, который монотонно растет с увеличением магнитного поля, так же как и в случае нормального к слоям магнитного поля. Однако для решения обратной задачи восстановления ПФ достаточно знать лишь периоды квантовых и угловых осцилляций термоэлектрического поля.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гигантский характер квантовых осцилляций термоэлектрического поля позволяет с высокой степенью точности определить конкретные характеристики электронного энергетического спектра слоистых проводников, в частности измерение площадей и диаметров электронных орбит на ПФ при различных ориентациях сильного магнитного поля в процессе медленного приближения к топологическому

переходу с помощью непрерывного и вполне контролируемого изменения давления. С повышением температуры, при переходе в область температур жидкого водорода, квантовые осцилляции кинетических коэффициентов начинают экспоненциально угасать и не могут препятствовать наблюдению классических угловых осцилляций, также несущих в себе важную информацию об энергетическом спектре носителей заряда.

В результате комплексного исследования термоэлектрических явлений при различных температурах, значительно меньших температуры Дебая, оказывается вполне возможным решить обратную задачу восстановления по экспериментальным данным ПФ, которая является основной характеристикой электронного энергетического спектра слоистых проводников, и узнать о релаксационных свойствах электронов проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Лифшиц, ЖЭТФ **39**, 1560 (1960).
2. Н. В. Заварицкий, в сб. *И. М. Лифшиц, Избранные труды. Электронная теория металлов. Полимеры и биополимеры*, Наука, Москва (1994), с. 432.
3. В. Г. Песчанский, О. Галбова, Р. Хасан, ЖЭТФ **150**, 1218 (2016).
4. В. Г. Песчанский, ФНТ **43**, 303 (2017).
5. L. D. Landau, Z. Phys. **64**, 629 (1930).
6. W. J. de Haas and P. M. van Alphen, Leiden Commun. **212a**, 215 (1930).
7. L. W. Shubnikov and W. J. de Haas, Leiden Commun. **210a**, 3 (1930).
8. D. Shoenberg, Proc. Roy. Soc. London A **170**, 363 (1939).
9. И. М. Лифшиц, А. М. Косевич, ЖЭТФ **29**, 730 (1955).
10. Г. А. Гамов, УФН **10**, 531 (1930).
11. О. Галбова, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, ФНТ **39**, 1034 (2013).
12. В. Г. Песчанский, Д. И. Степаненко, ЖЭТФ **150**, 1218 (2016).
13. Р. Курант, Д. Гильберт, *Методы математической физики*, Высшая школа, Москва (1966).
14. В. Davydov and I. Pomeranchuk, J. Phys. USSR **2**, 147 (1940).
15. Г. Е. Зильберман, ЖЭТФ **29**, 762 (1955).
16. R. Kubo, H. Nasegava, and N. Hashitsume, J. Phys. Jpn. **14**, 56 (1959).
17. Ю. А. Бычков, ЖЭТФ **39**, 1401 (1960).
18. А. М. Косевич, В. В. Андреев, ЖЭТФ **39**, 1560 (1960).
19. K. Andres, C.-P. Heidmann, H. Müller, S. Himmelsbach, W. Biberacher, Ch. Probst, and W. Joss, Synth. Metals **41–43**, 1893 (1991).
20. C.-P. Heidmann, H. Müller, W. Biberacher, K. Neumaier, Ch. Probst, K. Andres, A. G. M. Jansen, and W. Joss, Synth. Metals **41–43**, 2029 (1991).