ЖЭТФ, 2004, том 126, вып. 1 (7), стр. 246–252

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ ПРОВОДНИКАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О. В. Кириченко [a]***, Д. Крстовска*** [a,b]***, В. Г. Песчанский*** [a,c*]

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

[b] *Faculty of Natural Sciences and Mathematics, Physical Institute, Cyril–Methodium University 9100 Skopje, Republic of Macedonija*

[c] *Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина 61077, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 25 декабря 2003 г.

Теоретически исследованы термоэлектрические явления в слоистых проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром произвольного вида, помещенных в сильное магнитное поле. Показано, что при достаточно низких температурах, когда существен учет квантования орбитального движения носителей заряда в магнитном поле, имеют место гигантские квантовые осцилляции термоэлектрического поля. Исследована зависимость термоэдс от ориентации магнитного поля относительно слоев, экспериментальное исследование которой позволяет определить распределение скоростей электронов проводимости на поверхности Ферми.

PACS: 72.15.Jf, 72.20.Pa

Кинетические характеристики и магнитная восприимчивость вырожденных проводников в сильном магнитном поле $\mathbf{H}$ весьма чувствительны к виду электронного энергетического спектра, что позволило создать надежный спектроскопический метод восстановления поверхности Ферми по экспериментальным данным [1]. Экспериментальное исследование гальваномагнитных и термоэлектрических эффектов в сильном магнитном поле оказывается наиболее удобным методом исследования энергетического спектра носителей заряда, в частности, определения топологической структуры поверхности Ферми электронов проводимости [2–4].

В настоящем сообщении рассмотрим термоэлектрические явления в слоистых проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром произвольного вида, помещенных в сильное магнитное поле, в котором электрон успевает за время свободного пробега τ совершить много оборотов с частотой Ω.

Квазидвумерный характер энергетического спектра носителей заряда присущ практически всем слоистым проводникам органического происхождения, большому семейству манганитов, графиту и др. В этих слоистых структурах отношение электропроводности в отсутствие магнитного поля вдоль слоев, $\sigma_\parallel$, к электропроводности поперек слоев, $\sigma_\perp$, порядка 10^3–10^5. Столь резкая анизотропия электропроводности слоистых проводников с металлическим типом проводимости связана с резкой анизотропией скоростей электронов проводимости $\mathbf{v} = \partial\varepsilon(\mathbf{p})/\partial\mathbf{p}$ на поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$. Максимальная скорость движения электронов с энергией Ферми ε_F вдоль нормали $\mathbf{n}$ к слоям $v_z = \mathbf{v}\cdot\mathbf{n}$ много меньше характерной скорости движения электронов вдоль слоев, v_F, так что $v_z \le \eta v_F \ll v_F$. Параметр квазидвумерности электронного энергетического спектра η тем меньше, чем меньше отношение $\sigma_\perp/\sigma_\parallel$, и с достаточной степенью точности его можно определить с помощью соотношения

$$\eta^2 = \sigma_\perp/\sigma_\parallel. \tag{1}$$

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

Слабую зависимость энергии носителей заряда от проекции импульса $p_z = \mathbf{p} \cdot \mathbf{n}$ можно представить в виде быстро сходящегося ряда

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon_k(p_x, p_y) \cos\left\{\frac{akp_z}{\hbar} + \alpha_k(p_x, p_y)\right\}, \quad (2)$$

$$\alpha_k(p_x, p_y) = -\alpha_k(-p_x, -p_y). \quad (3)$$

Функции $\varepsilon_k(p_x, p_y)$ будем полагать произвольными, однако заметно убывающими с ростом номера k.

В квазиклассическом приближении, когда расстояние между квантованными уровнями энергии электронов проводимости $\Delta\varepsilon$ много меньше ε_F, для определения электронного энергетического спектра достаточно воспользоваться правилом квантования площадей

$$S(\varepsilon, p_H) = \frac{2\pi\hbar eH}{c}\left(n + \frac{1}{2}\right), \quad (4)$$

где n — целые неотрицательные числа, а $S(\varepsilon, p_H)$ — площадь сечения изоэнергетической поверхности $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon$ плоскостью $p_H = \text{const}$.

Линейный отклик электронной системы на внешнее возмущение в виде электрического поля $\mathbf{E}$ и градиента температуры ∇T,

$$j_i = \sigma_{ij} E_j - \alpha_{ij}\, \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (5)$$

$$q_i = \beta_{ij} E_j - \kappa_{ij}\, \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (6)$$

следует найти с помощью решения кинетического уравнения для статистического оператора $\hat{f}$.

Проблеме вывода квантовых кинетических уравнений для статистического оператора $\hat{f}$ в случае пространственно-неоднородных систем, описывающих, в частности, термомагнитные явления в квантующем магнитном поле, посвящено большое число теоретических работ (см., например, [5–8] и обзорную статью [9], содержащую достаточно полную библиографию). Основная трудность состоит в том, что помимо динамических сил, которые могут быть учтены в гамильтониане электронов проводимости, необходим корректный учет в кинетическом уравнении сил иной природы типа градиентов химического потенциала μ и температуры, которые не могут быть включены в гамильтониан электронной системы.

В пространственно-неоднородных системах носителей заряда плотность тока проводимости $\mathbf{j}$ отличается от полного тока $\mathrm{Sp}\{e\hat{\mathbf{v}}\hat{f}\}$ на вектор $c \operatorname{rot} \mathbf{M}$ [10]:

$$\mathbf{j} = \mathrm{Sp}\{e\hat{\mathbf{v}}\hat{f}\} - c \operatorname{rot} \mathbf{M}, \quad (7)$$

а в выражении для потока тепла, переносимого носителями заряда,

$$\mathbf{q} = \mathrm{Sp}\{\hat{\mathbf{v}}(\varepsilon - \mu)\hat{f}\} + \mathbf{q}_M(\mathbf{r}), \quad (8)$$

следует исключить поток магнитной энергии $\mathbf{q}_M(\mathbf{r})$, который помимо вектора Умова–Пойнтинга содержит также производные по $\mathbf{r}$ магнитного момента $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. Учет намагниченности электронной системы обеспечивает выполнение соотношения Эйнштейна и принципа Онзагера симметрии кинетических коэффициентов, следующего из условия максимума энтропии в состоянии равновесия [6, 9].

Представим статистический оператор $\hat{f}$ в виде $\hat{f} = \hat{f}_0 + \hat{f}_1 + \hat{f}_2$, где $\hat{f}_0$ — равновесный статистический оператор, диагональные матричные компоненты f_0^{nn} которого равны фермиевской функции распределения $f_0\{\varepsilon_n(p_H)\}$, а операторы $\hat{f}_1$ и $\hat{f}_2$ описывают возмущение электронной системы соответственно электрическим полем и градиентом температуры. В линейном приближении по малому возмущению системы электронов проводимости кинетическое уравнение принимает вид [9, 11]:

$$\frac{i}{\hbar}(\varepsilon_n - \varepsilon_{n'}) f_1^{nn'} + \hat{W}_{nn'}\{\hat{f}_1\} = \\ = e\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_{nn'} \frac{f_0(\varepsilon_n) - f_0(\varepsilon_{n'})}{\varepsilon_n - \varepsilon_{n'}}, \quad (9)$$

$$\frac{i}{\hbar}(\varepsilon_n - \varepsilon_{n'}) f_2^{nn'} + \hat{W}_{nn'}\{\hat{f}_2\} = \\ = \mathbf{v}_{nn'}\ \nabla T\ \frac{\mu - \varepsilon_{n'}}{T}\ \frac{\partial f_0(\varepsilon_{n'})}{\partial \varepsilon_{n'}}, \quad (10)$$

где $\mathbf{v}_{nn'}$ — матричные элементы оператора скорости электрона проводимости $\hat{\mathbf{v}}$, а $\hat{W}\{\hat{f}_1\}$ и $\hat{W}\{\hat{f}_2\}$ — линейные операторы, описывающие релаксацию носителей заряда соответственно по импульсам и энергиям. Времена релаксации по импульсам, τ_p, и по энергиям, τ_ε, при температурах T ниже температуры Дебая T_D существенно различны в достаточно совершенных образцах, когда носители заряда рассеиваются в основном на колебаниях кристаллической решетки. В этом случае систему уравнений (9), (10) следует дополнить кинетическим уравнением для неравновесных фононов. Однако условие сильного магнитного поля ($\Omega\tau \gg 1$) реализуется в основном при температурах жидкого гелия, когда в интеграле столкновений более важен учет рассеяния электронов проводимости на примесных атомах и прочих дефектах кристалла. При этом времена релаксации τ_p и τ_ε имеют одинаковый порядок величины и, если их не различать, кинетические коэффициенты, связывающие плотность электрического тока $\mathbf{j}$ и поток тепла $\mathbf{q}$ с электрическим полем и градиентом температуры, удовлетворяют соотношениям Кельвина–Онзагера

$$\alpha_{ij} = T\beta_{ij}$$

и соотношениям Видемана–Франца

$$\kappa_{ij} = \frac{\pi^2 T}{3e^2}\sigma_{ij}.$$

Термоэлектрическое поле, порожденное градиентом температуры,

$$E_i = \rho_{il}\ \alpha_{lj}\frac{\partial T}{\partial x_j}, \qquad (11)$$

где ρ_{ij} — тензор электросопротивления, обратный тензору электропроводности σ_{ij}, весьма чувствительно к виду электронного энергетического спектра.

Рассмотрим термоэлектрический эффект в слоистых проводниках, помещенных в сильное магнитное поле $\mathbf{H} = (0, H\sin\vartheta, H\cos\vartheta)$, в котором расстояние между квантованными уровнями значительно превышает ширину уровней $\hbar/\tau$, однако много меньше $\eta\varepsilon_F$. В этом случае при заданном значении энергии Ферми имеется достаточно много уровней с дискретным значением проекции импульса на направление магнитного поля, p_H, и периодическая зависимость термоэлектрических коэффициентов от $1/H$ имеет гармонический вид. В обратном предельном случае, $\hbar\Omega \geq \eta\varepsilon_F$, квантовые осцилляции термоэлектрических коэффициентов так же, как и магнитосопротивления слоистых органических проводников [12], имеют сложный вид.

Поверхность Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ квазидвумерных проводников является открытой со слабой гофрировкой вдоль оси p_z, при этом она может быть многолистной и состоять из топологически различных элементов в виде слабогофрированных вдоль оси p_z цилиндров и плоскостей. Обнаружение квантовых осцилляций Шубникова–де Гааза магнитосопротивления почти всех слоистых вырожденных проводников свидетельствует о том, что по крайней мере один лист поверхности Ферми представляет собой слабогофрированный цилиндр. Будем полагать, что у поверхности Ферми слоистого проводника нет других полостей кроме слабогофрированного цилиндра. Такова поверхность Ферми у значительной части органических проводников на основе тетратиафульвалена, восстановленная по измерениям их гальваномагнитных характеристик (см., например, обзорные статьи [13–15] и цитированную в них литературу).

Если градиент температуры ортогонален вектору магнитного поля, то термоэлектрическое поле направлено в основном вдоль градиента температуры. В частности, при $\partial T/\partial y = \partial T/\partial z = 0$ асимптотическое выражение для термоэлектрического поля E_x при $\gamma \ll 1$ и $\eta \ll 1$,

$$E_x = \rho_{xy}\alpha_{yx}\partial T/\partial x, \qquad (12)$$

зависит лишь от «холловских» компонент тензоров σ_{ik} и α_{ik}, которые отличны от нуля в бесстолкновительном пределе ($\tau = \infty$).

Квантовые осцилляции $\rho_{xy} = 1/\sigma_{xy}$ имеют место лишь в последующих слагаемых разложения в степенной ряд по параметру γ, поскольку асимптота σ_{xy} одинакова при классическом и квантовом рассмотрении [11],

$$\sigma_{xy} = \frac{N(\mu)ec}{H\cos\vartheta} = \frac{Nec}{H\cos\vartheta}, \qquad (13)$$

где $N(\mu)$ — число электронных состояний с энергией, меньшей или равной химическому потенциалу μ.

Условие сохранения числа носителей заряда N в единице объема,

$$N(\mu) = \frac{eH}{c(2\pi\hbar)^2}\times$$
$$\times\sum_{\pm}\sum_{n=0}^{\infty}\int dp_H\frac{1}{1+\exp\{[\varepsilon_n(p_H)-\mu_\pm]/T\}} = N, \qquad (14)$$

обеспечено зависимостью химического потенциала от величины магнитного поля. Спиновое расщепление уровней энергии ради удобства вычислений отнесено к химическому потенциалу

$$\mu_\pm = \mu \pm \frac{e\hbar H}{2mc},$$

так что $\varepsilon_n(p_H)$ следует определить из соотношения (4).

Воспользовавшись формулой Пуассона

$$\sum_{n=0}^{\infty}\phi_n = \int\limits_{-1/2}^{\infty} dn\,\phi(n)\sum_{k=-\infty}^{\infty}\exp(2\pi ikn) \qquad (15)$$

и заменив в формуле (15) интегрирование по n интегрированием по энергии с помощью соотношения

$$dn = d\varepsilon\frac{c}{2\pi\hbar eH}\,\frac{\partial S}{\partial\varepsilon},$$

после несложных вычислений получим осциллирующую как $1/H$ поправку к химическому потенциалу

$$\frac{\mu_{osc}}{\mu} = \frac{2}{N(2\pi\hbar)^3}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k\left(\frac{e\hbar H}{kc}\right)^{3/2} \times$$
$$\times \sum_e \left|\frac{1}{2\pi}\,\frac{\partial^2 S_e}{\partial p_H^2}\right|^{-1/2}\frac{ku}{\operatorname{sh}(ku)}\sin\left(\frac{kcS_e}{e\hbar H}+\frac{\pi}{4}s\right)\times$$
$$\times\cos\frac{\pi k m^*}{m}, \quad (16)$$

где

$$m^* = \frac{1}{2\pi}\,\frac{\partial S}{\partial \varepsilon}$$

— циклотронная эффективная масса электронов проводимости, m — масса свободного электрона,

$$u = 2\pi^2 T/\hbar\Omega,$$

а

$$s = \operatorname{sign}\frac{\partial^2 S_e}{\partial p_H^2}.$$

Основной вклад в квантовые осцилляции μ при $\hbar\Omega \ll \eta\varepsilon_F$ вносит небольшая доля электронов проводимости в окрестности экстремального сечения поверхности Ферми S_e, и в формуле (16) необходимо суммировать по состояниям электронов проводимости со всевозможными сечениями S_e.

При достаточно низких температурах, $T \ll \hbar\Omega$, амплитуда осцилляций $\Delta\mu_{osc}$, пропорциональная $\hbar\Omega(\hbar\Omega/\eta\mu)^{1/2}$, значительно превышает монотонно меняющуюся с магнитным полем часть химического потенциала $\Delta\mu_{mon} \approx (\hbar\Omega)^2/\mu$, однако существенно меньше амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза магнитосопротивления и других кинетических коэффициентов, так что во всех приведенных ниже формулах опущена зависимость μ от H.

Термоэлектрический «холловский» коэффициент α_{xy} более чувствителен к изменению величины сильного магнитного поля, чем σ_{xy}. Даже грубая оценка

$$\alpha_{xy} = -\alpha_{yx} = \frac{\pi^2 cT}{3H\cos\vartheta}\,\frac{\partial N(\mu)}{\partial\mu} \quad (17)$$

указывает на сильную осцилляционную зависимость α_{yx} от $1/H$, поскольку плотность состояний электронов проводимости $\nu(\mu) = \partial N(\mu)/\partial\mu$ в квантующем магнитном поле обладает особенностью, периодически повторяющейся с изменением $1/H$.

Осциллирующую часть компоненты α_{yx}

$$\alpha_{yx} = \frac{e^2 H}{c(2\pi\hbar)^2}\sum_{\pm}\sum_{n=0}^{\infty}\int dp_H \times$$
$$\times\frac{v_y^{nn'}v_x^{n'n}[\varepsilon_n(p_H)-\mu_\pm]\exp[\varepsilon_n(p_H)-\mu_\pm]}{T^2\{1+\exp[\varepsilon_n(p_H)-\mu_\pm]/T\}^2} \quad (18)$$

можно получить, как обычно, воспользовавшись формулой Пуассона и заменив интегрирование по n интегрированием по энергии. Затем для вычисления α_{xy}^{osc} удобно аналитически продолжить подынтегральное выражение

$$\alpha_{yx}^{osc} = -\frac{c}{H(2\pi\hbar)^3}2\,\mathrm{Re}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k\sum_{\pm}\int dp_H \times$$
$$\times\int d\xi\,\xi\frac{S(\mu_\pm+T\xi,p_H)}{[1+\exp\xi][1+\exp(-\xi)]}\times$$
$$\times\exp\left\{\frac{ikcS(\mu_\pm+T\xi,p_H)}{e\hbar H}\right\}, \quad (19)$$

где $\xi = (\varepsilon-\mu_\pm)/T$, в область комплексных значений энергии и воспользоваться теоремой о вычетах в полюсах функции $\partial f_0(\varepsilon)/\partial\varepsilon$ при $\varepsilon_q = \mu+\pi i T(2q+1)$, где q — целое неотрицательное число.

Несложные вычисления позволяют получить следующее выражение для α_{yx}^{osc}:

$$\alpha_{yx}^{osc} = \frac{2c}{H(2\pi\hbar)^3}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k\chi(ku)\left|\frac{2\pi e\hbar H}{kc}\right|^{1/2}\times$$
$$\times\sum_e S_e\left|\frac{\partial^2 S_e}{\partial p_H^2}\right|^{-1/2}\sin\left(\frac{kcS_e}{e\hbar H}+\frac{\pi}{4}s\right)\times$$
$$\times\cos\frac{\pi k m^*}{m}, \quad (20)$$

где

$$\chi(ku) = \frac{\partial}{\partial u}\left\{\frac{u}{\operatorname{sh}(ku)}\right\} = \frac{\operatorname{sh}(ku)-ku\operatorname{ch}(ku)}{\operatorname{sh}^2(ku)}.$$

При достаточно низких температурах, $2\pi^2 T \ll \hbar\Omega$, амплитуда α_{yx}^{osc} также пропорциональна T, как и не зависящая от магнитного поля часть термоэлектрического поля

$$E_x = \frac{\pi m^*\cos\vartheta}{3Nea\hbar^2}\times$$
$$\times T\left\{1+\frac{aA}{T(m^*)^{1/2}\hbar}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k\chi(ku)\left|\frac{\hbar\Omega}{\eta k}\right|^{1/2}\times\right.$$
$$\left.\times\sum_e S_e\sin\left(\frac{kcS_e}{e\hbar H}+\frac{\pi}{4}s\right)\cos\frac{\pi k m^*}{m}\right\}\frac{\partial T}{\partial x}, \quad (21)$$

но превышает α_{yx}^{mon} в $(\mu/\hbar\Omega\eta)^{1/2}$ раз. В достаточно сильном магнитном поле, когда $\hbar\Omega$ сравнимо с $\eta\mu$, почти все электроны проводимости с энергией Ферми участвуют в формировании квантовых осцилляционных эффектов, а амплитуда α_{yx}^{osc} превышает α_{yx}^{mon} в $\mu/\hbar\Omega$ раз. Множитель A порядка единицы в формуле (21) зависит от конкретного вида электронного энергетического спектра.

С ростом температуры амплитуда осцилляций термоэдс при $T \geq \hbar\Omega$ экспоненциально убывает пропорционально

$$\frac{2\pi^2 T}{\hbar\Omega}\exp\left(-\frac{2\pi^2 T}{\hbar\Omega}\right),$$

т. е. с такой же зависимостью от T, что и амплитуда осцилляций Шубникова – де Гааза магнитосопротивления вырожденных проводников.

Для определения асимптотической величины α_{yy}, α_{yz} и α_{zz} в квантующем магнитном поле достаточно знать лишь диагональные матричные компоненты оператора $\hat{f}_2$. В области достаточно низких температур, когда доминирует упругое рассеяние носителей заряда на примесных атомах, интеграл столкновений с достаточной степенью точности можно учесть в τ-приближении. В результате несложных вычислений получим следующее асимптотическое выражение для α_{yy} и α_{zz} в сильном магнитном поле:

$$\alpha_{yy} = \alpha_{zz}\,\mathrm{tg}^2\,\vartheta = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^3}\times \\ \times \sum_{k=-\infty}^{\infty}\int d\varepsilon \frac{\mu-\varepsilon}{T}\,\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}\;\tau_\varepsilon \times \\ \times \int dp_H \left\{\frac{\partial S}{\partial p_H}\right\}^2 \frac{\sin^2\vartheta}{\partial S/\partial\varepsilon}(-1)^k \times \\ \times \exp\left\{\frac{ikcS(\varepsilon,p_H)}{eH\hbar}\right\}. \qquad (22)$$

Здесь мы воспользовались соотношением

$$\bar{v}_y = \bar{v}_z\,\mathrm{tg}\,\vartheta = \bar{v}_H \sin\vartheta = \frac{\partial S/\partial p_H}{\partial S/\partial\varepsilon}\sin\vartheta, \qquad (23)$$

где $\bar{v}_H$ — скорость дрейфа электрона вдоль направления магнитного поля, усредненная по состояниям на электронной орбите $\varepsilon = \mathrm{const}$, $p_H = \mathrm{const}$, а суммирование по n, как обычно, заменено с помощью формулы Пуассона интегрированием по энергии носителей заряда.

При исследовании квантовых осцилляционных эффектов весьма важен учет квантовых осцилляций времени релаксации электронов проводимости τ_{osc}, возникающих при суммировании по состояниям электронов в приходном члене интеграла столкновений $\hat{W}$. На это обстоятельство впервые обратили внимание Адамс и Голстейн [16], а Андреев и Косевич [17] в случае рассеяния носителей заряда примесными атомами и дефектами кристалла с короткодействующим потенциалом вычислили в борновском приближении осцилляционную зависимость от $1/H$ интеграла столкновений, полученного ими методом Боголюбова. Позднее эта проблема была исследована многими авторами, в частности, квантовые осцилляции амплитуды примесного рассеяния электронов в слоистых органических проводниках были вычислены в работах [12, 18–20]. Наиболее прозрачный вывод τ_{osc} приведен в монографии Абрикосова ([21, п. 11.1, с. 177]). В борновском приближении при достаточно низких температурах, $T \ll \hbar\Omega \ll \eta\varepsilon_F$, времена релаксации τ_p и τ_ε имеют вид

$$\frac{1}{\tau_p(\varepsilon)} = \frac{1}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)} = \frac{1}{\tau_0}(1+\Delta_{osc}), \qquad (24)$$

$$\Delta_{osc} = \left(\frac{e\hbar H}{m^* c\varepsilon}\right)^{1/2} \sum_e \left|\frac{\partial^2 S_e}{\partial p_H^2}\right|^{-1/2} g,$$

$$g = \sum_k a_k (-1)^k k^{1/2}\frac{ku}{\mathrm{sh}(ku)}\times \\ \times \cos\left\{\frac{kcS_e}{e\hbar H}+\frac{\pi}{4}s\right\}\cos\frac{\pi k m^*}{m}.$$

Здесь a_k — численные множители, зависящие от конкретного вида закона дисперсии носителей заряда, а τ_0 — время их свободного пробега в отсутствие магнитного поля.

Основной вклад в осциллирующую с $1/H$ часть компоненты тензора α_{zz},

$$\alpha_{zz}^{osc} = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^3}\int d\varepsilon\frac{\varepsilon-\mu}{T}\,\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}\times \\ \times\left\{\int dp_H\left\{\frac{\partial S}{\partial p_H}\right\}^2\frac{\cos^2\vartheta}{\partial S/\partial\varepsilon}\tau_{osc} + 2\,\mathrm{Re}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^{k-1}\tau_0\times\right. \\ \left.\times\int dp_H\left\{\frac{\partial S}{\partial p_H}\right\}^2\frac{\cos^2\vartheta}{\partial S/\partial\varepsilon}\exp\left(\frac{ikcS(\varepsilon,p_H)}{eH\hbar}\right)\right\}, \qquad (25)$$

вносит первое слагаемое, связанное с осцилляционной зависимостью от $1/H$ времени свободного пробега

$$\tau_{osc} = \frac{\tau_0\Delta_{osc}}{1+\Delta_{osc}},$$

который в $\varepsilon_F/\hbar\Omega$ раз превышает вклад в осцилляции термоэлектрического поля слагаемых в формуле (25) с k, отличными от нуля. После выполнения интегрирования по ε в выражении (25) нетрудно убедиться, что амплитуда осцилляций термоэдс при низких температурах в $(\eta\varepsilon_F/\hbar\Omega)^{1/2}$ раз больше термоэлектрического поля при $H = 0$.

В приведенных выше формулах для осциллирующей части термоэлектрического поля опущен фактор Дингла $I_D = \exp(-\gamma)$, учитывающий уширение квантованных уровней энергии за счет рассеяния носителей заряда [22, 23], который при $\gamma \ll 1$ близок к единице. С ростом угла ϑ увеличиваются площадь сечения поверхности Ферми и циклотронная эффективная масса носителей заряда, и при $\cos\vartheta \le \gamma_0 = 1/(\Omega_0\tau) \ll 1$ электроны проводимости едва успевают совершить полный оборот в магнитном поле, так что фактор Дингла становится заметно меньше единицы. Здесь Ω_0 — частота обращения электрона проводимости при $\vartheta = 0$. По мере приближения ϑ к $\pi/2$ амплитуда квантовых осцилляций кинетических коэффициентов экспоненциально убывает. При $\vartheta = \pi/2$ имеется небольшая доля замкнутых сечений поверхности Ферми в виде слабогофрированного цилиндра, которые носители заряда могут обойти с частотой $\Omega \le \Omega_0\eta^{1/2}$. Квантовые осцилляции термоэдс в магнитном поле, направленном вдоль слоев, возможны лишь при $\gamma_0 \ll \eta^{1/2}$, и формируют их носители заряда из окрестности самопересекающейся орбиты. Амплитуда таких осцилляций, как показал Азбель [24], весьма мала.

Гигантские квантовые осцилляции термоэлектрического поля с изменением $1/H$, амплитуда которых значительно превышает плавно меняющуюся с магнитным полем часть термоэдс, возможны лишь при $\cos\vartheta \gg \gamma_0$.

При существенно отклоненном магнитном поле от градиента температуры, направленном вдоль нормали к слоям, в зависимости σ_{zz} и α_{zz} от угла ϑ появляются узкие минимумы при некоторых значениях ϑ, причем не только в σ_{zz}^{mon} и α_{zz}^{mon}:

$$\sigma_{zz}^{mon} = \frac{ae^2\tau m^*\cos\vartheta}{2\pi\hbar^4}\sum_{n=1}^{\infty} n^2 I_n^2(\operatorname{tg}\vartheta), \qquad (26)$$

$$I_n(\operatorname{tg}\vartheta) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} d\phi\, \varepsilon_n(\phi)\cos\left\{anp_y(\phi)\frac{\operatorname{tg}\vartheta}{\hbar}\right\}, \qquad (27)$$

$$\alpha_{zz}^{mon} = \frac{\pi^2 T}{3e}\frac{\partial}{\partial\mu}\sigma_{zz}^{mon}(\mu), \qquad (28)$$

но и в амплитуде квантовых осцилляций σ_{zz}^{osc} и α_{zz}^{osc}.

При $\gamma_0 \ll \cos\vartheta \ll 1$ эти минимумы периодически повторяются с периодом

$$\Delta(\operatorname{tg}\vartheta) = 2\pi\hbar/aD_p, \qquad (29)$$

где D_p — диаметр поверхности Ферми вдоль оси p_y [25–27].

При $\operatorname{tg}\vartheta \gg 1$ подынтегральное выражение в формуле (27) быстро осциллирует с изменением ϕ и основной вклад в интеграл вносят небольшие окрестности вблизи точек стационарной фазы, где v_x обращается в нуль [27, 28]. Функции $\varepsilon_n(\phi, p_H)$ и $p_y(\phi, p_H)$ слабо зависят от проекции импульса на направление магнитного поля и в асимптотических выражениях по параметру η для σ_{zz}^{mon} и α_{zz}^{mon} эту зависимость нет необходимости учитывать в формулах (26)–(28). При $T \ge \hbar\Omega$ также не существен учет квантовых осцилляций α_{zz} и несложные вычисления позволяют получить для термоэлектрического поля вдоль нормали к слоям при $\gamma_0 \ll \gamma_0\operatorname{tg}\vartheta \ll 1$ следующее асимптотическое выражение:

$$E_z = \frac{2\pi^2 aT}{3e\hbar v_\perp\cos\vartheta}\Phi(\beta)\frac{\partial T}{\partial z}, \qquad (30)$$

$$\Phi(\beta) = \frac{\sin\beta - 4\delta_2\cos 2\beta - 9\delta_3\sin 3\beta + 16\delta_4\cos 4\beta}{(1-\cos\beta) + \delta_2(1-\sin 2\beta) + \delta_3(1+\cos 3\beta) + \delta_4(1+\sin 4\beta)}, \qquad (31)$$

где диаметр поверхности Ферми D_p связан с β соотношением

$$\frac{aD_p}{\hbar}\operatorname{tg}\vartheta = \beta + 2\pi q - \frac{\pi}{2}. \qquad (32)$$

Здесь $v_\perp$ — скорость электрона проводимости в плоскости слоев в точке стационарной фазы, где $v_x(0) = v_x(\pi) = 0$, а $\delta_n = n\varepsilon_n^2/\varepsilon_1^2$ также содержит значения функций $\varepsilon_n(\phi)$ лишь в точках стационарной фазы $\varepsilon_n(0) = \varepsilon_n(\pi) = \varepsilon_n$. Поскольку величина ε_n быстро убывают с ростом номера n и $\delta_{n+1} \ll \delta_n$, в числителе и знаменателе в формуле для $\Phi(\beta)$ удержано лишь по четыре первых слагаемых в выражениях (26) и (28).

При малых $\beta = \beta_0$ магнитосопротивление току поперек слоев имеет острый максимум, который повторяется с изменением угла наклона магнитного поля с периодом (29), а $\Phi(\beta_0) = -2$ с точностью до малых поправок, пропорциональных δ_3 и δ_4.

При низких температурах, $T \ll \hbar\Omega$, когда α_{zz}^{osc}, напротив, значительно превышает α_{zz}^{mon}, термоэлектрическое поле по-прежнему пропорционально $\Phi(\beta)$ и появляется возможность уточнить распределение скоростей носителей заряда с энергией Ферми.

Таким образом, измеряя термоэлектрическое поле вдоль нормали к слоям E_z при $\gamma_0 \ll \gamma_0 \operatorname{tg} \vartheta \ll \ll 1$ и тех ориентациях магнитного поля $\mathbf{H} = = (H \sin\vartheta \cos\varphi, H \sin\vartheta \sin\varphi, H \cos\vartheta)$, когда магнитосопротивление ρ_{zz} имеет узкий максимум, можно с достаточной степенью точности найти распределение скоростей $v_\perp(\phi)$ носителей заряда на поверхности Ферми.

Один из авторов (В. Г. П) признателен фонду INTAS (грант № 01-0791) за финансовую поддержку данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов, *Электронная теория металлов*, Наука, Москва (1971), с. 415.

2. И. М. Лифшиц, В. Г. Песчанский, ЖЭТФ **35**, 1251 (1958).

3. И. М. Лифшиц, В. Г. Песчанский, ЖЭТФ **38**, 188 (1960).

4. Ю. А. Бычков, Л. Э. Гуревич, Г. Н. Недлин, ЖЭТФ **37**, 534 (1959).

5. П. С. Зырянов, В. П. Силин, ЖЭТФ **46**, 537 (1964).

6. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, ЖЭТФ **48**, 204 (1965).

7. П. С. Зырянов, В. И. Окулов, ФТТ **7**, 2666 (1965).

8. А. И. Ансельм, Ю. Н. Образцов, Р. Т. Тарханян, ФТТ **7**, 2837 (1965).

9. П. С. Зырянов, Г. И. Гусева, УФН **95**, 565 (1968).

10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Физматгиз, Москва (1959).

11. И. М. Лифшиц, ЖЭТФ **32**, 1509 (1957).

12. Champel and V. P. Mineev, Phys. Rev. B **66**, 195111 (2002).

13. J. Wosnitza, *Fermi Surfaces of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors*, Springer Tracts in Modern Physics, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1996).

14. M. V. Kartsovnik and V. N. Laukhin, J. de Phys. **6**, 1753 (1996).

15. J. Singelton, Rep. Prog. Phys. **63**, 1111 (2000).

16. E. Adams and T. Holstein, J. Phys. Chem. Sol. **10**, 254 (1959).

17. А. М. Косевич, В. В. Андреев, ЖЭТФ **38**, 882 (1960).

18. В. М. Гвоздиков, ФНТ **27**, 956 (2001).

19. P. Grigoriev, M. V. Kartsovnik, W. Biberacher, N. D. Kushch, and P. Wyder, Phys. Rev. B **65**, 060403 (2002).

20. M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher, N. D. Kushch, and P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **89**, 126802 (2002).

21. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).

22. R. B. Dingle, Proc. Roy. Soc. A **211**, 517 (1952).

23. Ю. А. Бычков, ЖЭТФ **39**, 1401 (1960).

24. М. Я. Азбель, ЖЭТФ **39**, 878, 1276 (1960).

25. K. Yamaji, J. Phys. Soc. Jpn. **58**, 1520 (1989).

26. R. Yagi, Y. Iye, T. Osada, and S. Kagoshima, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 3069 (1990).

27. V. G. Peschansky, J. A. Roldan Lopez, and Toyi Gnado Yao, J. de Phys. I **1**, 1469 (1991).

28. V. G. Peschansky, Phys. Rep. **299**, 305 (1997).