Физика низких температур, 1998, т. 24, № 7, с. 677–682

Гигантские осцилляции декремента затухания звука в органических проводниках в магнитном поле

О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: peschansky@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 24 февраля 1998 г.

Проанализировано поглощение энергии звуковых волн в органических низкоразмерных проводниках с многолистной поверхностью Ферми. Показано, что наличие листа поверхности Ферми в виде гофрированной плоскости существенно влияет на поведение коэффициента поглощения Γ в магнитном поле $\mathbf{H}$. Предсказаны гигантские осцилляции Γ от $1/H$, не связанные с квантованием энергии носителей заряда. В квантующем магнитном поле помимо осцилляций, описанных формулой Лифшица–Косевича, появляются осцилляции со смещенным периодом, зависящим от длины звуковой волны.

Проаналізовано поглинання енергії акустичних хвиль у органічних низькорозмірних провідниках з багатолистовою поверхнею Фермі. Показано, що наявність листа поверхні Фермі у вигляді гофрованої площини суттєво впливає на поведінку коефіцієнта поглинання Γ у магнітному полі $\mathbf{H}$. Передбачено гигантські осциляції Γ з $1/H$, не пов'язані з квантуванням енергії носіїв заряду. У квантуючому магнітному полі окрім осциляцій, що описуються формулою Ліфшица–Косевича, з'являються осциляції із зміщеним періодом, що залежить від довжини звукової хвилі.

PACS: **72.55.+s**

Многие проводники органического происхождения обладают металлическим типом проводимости и для исследования их электронного энергетического спектра пригодны методы, разработанные для металлов. Независимо от Онсагера [1] Лифшицем и Косевичем [2] была сформулирована обратная задача восстановления электронного энергетического спектра с помощью экспериментального исследования магнитной восприимчивости металлов при низких температурах в сильном магнитном поле. Позднее были предложены и другие методы восстановления основной характеристики спектра — поверхности Ферми — с помощью экспериментального исследования гальваномагнитных явлений [3] и распространения электромагнитных и акустических волн в магнитном поле [4–7].

Органические проводники обладают слоистой либо нитевидной структурой с резкой анизотропией электропроводности, что, по-видимому, является следствием резкой анизотропии скоростей на поверхности Ферми. Это значительно сужает класс возможных типов поверхности Ферми. Специфика низкоразмерного электронного энергетического спектра приводит к ряду разнообразных эффектов, отсутствующих в обычных металлах, что значительно облегчает решение обратной задачи восстановления энергетического спектра носителей заряда.

Наиболее топологически простая модель поверхности Ферми квазидвумерного проводника — слабогофрированный цилиндр — хорошо согласуется с экспериментальными исследованиями гальваномагнитных явлений и осцилляций Шубникова—де Гааза в некоторых солях тетратиафульвалена [8–13]. Однако замена в них галогенов более сложным комплексом типа $MHg(SCN)_4$, где M — один из металлов группы (K, Rb, Tl), приводит к весьма сложной зависимости сопротивления от величины магнитного поля. Поверхность Ферми солей (BEDT-TTF)$_2$MHg(SCN)$_4$, согласно зонным расчетам электронного энергетического спектра, состоит из слабогофрированного цилиндра и слабогофрированных плоскостей [14,15]. Насколько справедлива такая версия для спектра носителей заряда нетрудно выяснить, исследуя затухание акустических волн в таких проводниках.

Рассмотрим распространение звуковых волн в слоистых проводниках, помещенных в магнитное поле, электронный энергетический спектр которых состоит из двух зон с законом дисперсии

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y) \cos\left(\frac{anp_z}{\hbar}\right); \qquad (1)$$

$$\varepsilon'(\mathbf{p}) = \sum_{n,m,q}^{\infty} A_{nmq} \cos\left(\frac{a_1 n p_x}{\hbar}\right) \cos\left(\frac{a_2 m p_y}{\hbar}\right) \cos\left(\frac{a q p_z}{\hbar}\right). \qquad (2)$$

Коэффициенты при косинусах в (1) и (2) быстро убывают с ростом индексов, по которым производится суммирование, так что максимальное значение на поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ функции $\varepsilon_1(p_x, p_y)$, равное $\max \varepsilon_1(p_x, p_y) = \eta\varepsilon_F$, много меньше ε_F. Коэффициенты $A_{010} = \eta_1 U$ и $A_{001} = \eta U$ много меньше $A_{100} = U$, а все остальные коэффициенты в формуле (2), кроме A_{000}, в конкретных расчетах будем полагать равными нулю. Такой выбор закона дисперсии носителей заряда учитывает слабую зависимость энергии носителей заряда от проекции импульса $p_z = \mathbf{np}$ на нормаль $\mathbf{n}$ к слоям и преимущественное движение вдоль оси x носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром (2). Нормаль к слоям во многих слоистых проводниках органического происхождения не совпадает с осью симметрии кристалла и в аргументах косинусов в формулах (1) и (2) следует дописать фазу, учитывающую отклонение осей p_x, p_y, p_z от осей симметрии кристалла. Однако учет этих фаз, как и слагаемых в формуле (2) с большими индексами суммирования, не приводит к существенному изменению полученных нами результатов.

Декремент затухания звуковой волны в проводнике можно найти с помощью решения уравнения теории упругости

$$-\omega^2 \rho u_i = \lambda_{ijlm} \frac{\partial u_{lm}}{\partial x_j} + F_i, \qquad (3)$$

где ρ и λ_{ijlm} — плотность и тензор модулей упругости кристалла; u_{lm} — тензор деформации. Сила $\mathbf{F}$ действует на кристаллическую решетку со стороны электронной системы, возбужденной звуковой волной, которую будем считать монохроматической с частотой ω.

Электрическое поле $\mathbf{E}$, возбужденное звуковой волной, следует найти из уравнений Максвелла

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = \frac{4\pi i\omega}{c^2} \mathbf{j} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{E} \qquad (4)$$

и условия электронейтральности проводника, эквивалентного условию непрерывности электрического тока

$$\text{div } \mathbf{j} = 0. \qquad (5)$$

Плотность тока $\mathbf{j}$ и сила $\mathbf{F}$ определяются с помощью решения кинетического уравнения для функции распределения носителей заряда $f_0\{\varepsilon(\mathbf{p}) - \mathbf{p}\dot{\mathbf{u}}\} - \psi\partial f_0/\partial\varepsilon$, которое в линейном приближении по слабому возмущению электронной системы звуковой волной имеет вид

$$\mathbf{v}\frac{\partial\psi}{\partial\mathbf{r}} + \frac{\partial\psi}{\partial t} + \left(\frac{1}{\tau} - i\omega\right) = g, \qquad (6)$$

где e и $\mathbf{v}$ — заряд и скорость электрона; t — время его движения в магнитном поле; c — скорость света; $g = -i\omega\Lambda_{ij}(\mathbf{p})u_{ij} + e\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{v}$.

Интеграл столкновений, который обращается в нуль при подстановке в него равновесной фермиевской функции $f_0\{\varepsilon(\mathbf{p}) - \mathbf{p}\dot{\mathbf{u}}\}$ в системе отсчета, движущейся со скоростью ионов $\dot{\mathbf{u}}$, учтен в приближении времени свободного пробега носителей заряда τ, т.е. в виде оператора умножения неравновесной добавки $-\psi\partial f_0/\partial\varepsilon$ к фермиевской функции распределения f_0 на частоту столкновений $1/\tau$.

При достаточно низких температурах, когда температурное размытие фермиевской функции распределения носителей заряда много меньше расстояния между их квантованными уровнями в магнитном поле $\hbar\Omega$, отклик электронной системы на внешнее возмущение следует найти с помощью решения квантового кинетического уравнения [16–20], либо воспользовавшись методом Кубо [21] ($\Omega = eH/m^*c$ — частота обращения электрона по замкнутой орбите, а m^* — его циклотронная эффективная масса). Мы будем полагать, что энергетический спектр носителей заряда не слишком близок к двумерному, так что

$$\hbar\Omega/\varepsilon_F \ll \eta \ll 1 \qquad (7)$$

и на поверхности Ферми имеется много состояний электронов с квантованным значением проекции импульса на направление магнитного поля p_H . В этом случае справедливо квазиклассическое описание неравновесных процессов в электронной системе и использование кинетического уравнения Больцмана (6) вполне оправданно для определения акустоэлектронных коэффициентов.

Возмущение электронов проводимости звуковой волной связано не только с воздействием на них электрического поля

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E} - \frac{i\omega}{c}[\mathbf{uH}] + \frac{m\mathbf{u}\omega^2}{e} \qquad (8)$$

в системе отсчета, связанной с колеблющейся решеткой, но и с перенормировкой энергетического спектра под действием деформации кристалла

$$\delta\varepsilon = \lambda_{ij}(\mathbf{p})u_{ij} \, . \qquad (9)$$

Компоненты тензора деформационного потенциала $\lambda_{ij}(\mathbf{p})$ входят в кинетическое уравнение с учетом сохранения числа носителей заряда, т.е. в виде

$$\Lambda_{ik}(\mathbf{p}) = \lambda_{ik}(\mathbf{p}) - \langle\lambda_{ik}(\mathbf{p})\rangle/\langle 1\rangle \, , \qquad (10)$$

где угловыми скобками обозначено усреднение по поверхности Ферми, а m — масса свободного электрона.

С помощью решения кинетического уравнения (6) найдем связь плотности тока

$$j_i = -\frac{2}{(2\pi\hbar)^3}\int ev_i\psi\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\,d^3p \equiv \langle ev_i\psi\rangle \qquad (11)$$

и силы

$$F_i = \frac{1}{c}[\mathbf{jH}]_i + \frac{m}{e}\,i\omega j_i + \frac{\partial}{\partial x_k}\langle\Lambda_{ik}\psi\rangle \qquad (12)$$

со смещением ионов $\mathbf{u}$ электрическим полем $\tilde{\mathbf{E}}$.

Пусть акустическая волна распространяется в плоскости слоев вдоль оси x.

В представлении Фурье, уравнения (3)–(5) сводятся к системе линейных алгебраических уравнений для фурье-компонент смещения ионов $\mathbf{u}(k)$ и электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}(k)$. Условие существования нетривиального решения этой системы уравнений (равенство нулю ее детерминанта) представляет собой дисперсионное уравнение. Мнимые части корней дисперсионного уравнения определяют декременты затухания звуковой волны и электромагнитной волны, порожденной звуком, а реальные части этих корней описывают перенормировки скоростей волн.

Решение кинетического уравнения в фурье-представлении имеет вид

$$\psi = \int_{-\infty}^{t} dt'\, g(t')\exp\left\{ik[x(t') - x(t)] + \nu(t' - t)\right\} = \hat{R}g \, , \qquad (13)$$

где $\nu = 1/\tau - i\omega$, $g(t) = \omega\Lambda_{ji}(t)k_iu_j(k) + e\mathbf{v}(t)\tilde{\mathbf{E}}(k)$.

С помощью формулы (13) можно представить потоки, характеризующие отклик электронной системы на возмущение, вызванное звуком, в следующем виде:

$$j_i(k) = \sigma_{ij}(k)\tilde{E}_j(k) + a_{ij}(k)k\omega u_j(k) \, , \qquad (14)$$

$$\langle\Lambda_{ix}\psi(k)\rangle = b_{ij}(k)\tilde{E}_j(k) + c_{ij}(k)k\omega u_j(k) \, , \qquad (15)$$

где фурье-образы электропроводности $\sigma_{ij}(k)$ и акустоэлектронных тензоров $a_{ij}(k)$, $b_{ij}(k)$, $c_{ij}(k)$ описываются выражениями

$$\begin{aligned} \sigma_{ij}(k) &= \langle e^2v_i\hat{R}v_j\rangle \, ; \quad a_{ij}(k) = \langle ev_i\hat{R}\Lambda_{jx}\rangle \, , \\ b_{ij}(k) &= \langle e\Lambda_{ix}\hat{R}v_j\rangle \, ; \quad c_{ij}(k) = \langle\Lambda_{ix}\hat{R}\Lambda_{jx}\rangle \, . \end{aligned} \qquad (16)$$

Затухание звуковых волн описывается одним из корней дисперсионного уравнения, который близок к величине ω/s. Представив его в виде

$$k = \frac{\omega}{s} + k_1 \qquad (17)$$

и ограничиваясь при решении дисперсионного уравнения лишь основным приближением по малой величине k_1 , получим следующее выражение для декремента затухания продольной звуковой волны Γ:

$$\Gamma = \mathrm{Im}\, k_1 =$$

$$= \mathrm{Im}\,\frac{ik^2}{2\rho s}\,\frac{1}{(1 - \xi\tilde{\sigma}_{yy})}\left\{\xi(\tilde{a}_{yx}\tilde{b}_{xy} - \tilde{c}_{xx}\tilde{\sigma}_{yy}) + \right.$$

$$\left. + \;\tilde{c}_{xx} - i(\tilde{a}_{yx} - \tilde{b}_{xy})\frac{H_z}{kc} + \tilde{\sigma}_{yy}\frac{H_z^2}{k^2c^2}\right\}\Bigg|_{k=\omega/s} . \qquad (18)$$

Здесь

$$\xi = \frac{4\pi i\omega}{k^2c^2 - \omega^2} \, , \quad \rho s^2 = \lambda_{xxxx},$$

$$\tilde{\sigma}_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta} - \frac{\sigma_{\alpha x}\sigma_{x\beta}}{\sigma_{xx}}\ ,\quad \tilde{a}_{\alpha j} = a_{\alpha j} - \frac{a_{xj}\sigma_{\alpha x}}{\sigma_{xx}}\ ,$$

$$\tilde{b}_{i\beta} = b_{i\beta} - \frac{b_{ix}\sigma_{x\beta}}{\sigma_{xx}}\ ,\quad \tilde{c}_{ij} = c_{ij} - \frac{b_{ix}a_{xj}}{\sigma_{xx}}\ ,\quad \alpha,\beta = y, z\ . \tag{19}$$

Если магнитное поле $\mathbf{H} = (0, H\sin\theta, H\cos\theta)$ не расположено в плоскости слоев, т.е. θ не равно $\pi/2$, то носители заряда с квазидвумерным законом дисперсии (1) движутся по замкнутым орбитам в магнитном поле. В области магнитных полей, когда радиус электронной орбиты r значительно превосходит длину звуковой волны, но много меньше длины свободного пробега электрона l, вклады этой группы электронов в компоненты тензора электропроводности и всех акустоэлектронных коэффициентов осциллируют с изменением обратной величины магнитного поля (эффект Пиппарда [5]). Если при этом $kr\eta \ll 1$, то осцилляции формируют практически все носители заряда с квазидвумерным энергетическим спектром и амплитуда осцилляций сравнима с плавно меняющейся с магнитным полем частью акустоэлектронных коэффициентов.

Электроны проводимости с квазиодномерным энергетическим спектром слабо реагируют на присутствие магнитного поля, однако их наличие может существенно повлиять на зависимость декремента затухания звука от величины магнитного поля при $1 \ll kr \ll kl$.

Если звуковая волна распространяется вдоль оси x, то асимптотическое поведение декремента затухания звука оказывается таким же, как и в случае всего лишь одной группы носителей заряда с квазидвумерным энергетическим спектром, и декремент затухания звука испытывает резонансные осцилляции с изменением обратной величины магнитного поля. В случае, когда закон дисперсии квазидвумерных электронов проводимости имеет вид

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{m} + \eta\,\frac{\hbar}{a}\,v_0\cos\left(\frac{ap_z}{\hbar}\right),\quad v_0 = \frac{2\varepsilon_F}{m}\ , \tag{20}$$

а сильное магнитное поле направлено перпендикулярно слоям вдоль оси z, при сколь угодно малых значениях параметра η_1^2 для декремента затухания звука справедливо следующее выражение:

$$\Gamma = \frac{Nm\omega v_0}{4\pi\rho s^2}\,\Omega\tau\,\mathrm{Re}\left[\frac{(\pi\gamma)^2 + (kR\eta)^2/2 + i\mu[1 + \sin(2kr_0)]}{1 - \sin(2kr_0) + (\pi\gamma)^2/2 + (kR\eta)^2/2 + ½\,(3/4kr_0)^2 + i\mu}\right]_{k=\omega/s}\ , \tag{21}$$

где $\mu = \pi v_0 c^2\omega/2s^3\omega_0^2\Omega\tau$, ω_0 — частота плазменных колебаний; $r_0 = v_0/\Omega$; $\Omega = eH/mc$; $R = 2\hbar c/eHa$; N — плотность носителей заряда.

Если η_1 существенно отлично от нуля, то в числителе и в знаменателе формулы (21) появятся дополнительные слагаемые, пропорциональные η_1^2 .

Однако при отклонении волнового вектора звука от преимущественного направления скоростей носителей заряда с законом дисперсии (2) их роль в затухании звуковой волны резко возрастает. Это связано с тем, что вклад этих электронов в электропроводность в направлении, ортогональном волновому вектору, возрастает по мере увеличения угла φ между вектором $\mathbf{k}$ и осью x, что приводит к ослаблению резонансного знаменателя, а при $\varphi \gg (kr)^{-1/2}$ резонанс отсутствует, если плотности носителей заряда обеих групп имеют одинаковый порядок величины. При этом вместо резонанса появляются гигантские осцилляции декремента затухания звука, который при $\varphi = \pi/2$ имеет вид

$$\Gamma = \frac{Nm\omega v_0}{4\pi\rho s^2}\,\Omega\tau\,\left.\left\{1 + \sin(2kr_0) + \frac{(\pi\gamma)^2}{2} + \frac{(kR\eta)^2}{4} + \frac{7}{2}\,\frac{1}{(kr_0)^2}\right\}\right|_{k=\omega/s}\ . \tag{22}$$

Вместо острых максимумов в зависимости декремента затухания звука от $1/H$ при $\sin(2kr_0) = 1$, которые имеют место при $\varphi = 0$, максимальное значение Γ при тех же значениях $2kr_0$ достигается при плавном изменении магнитного поля. Асимптотическое поведение декремента затухания звука (22) в магнитных полях, удовлетворяющих условию $1 << kr << 1/\eta$, остается неизменным и в случае произвольного вида квазидвумерного электронного энергетического спектра, и лишь численные множители порядка единицы в последних трех слагаемых чувствительны к виду закона дисперсии носителей заряда.

В достаточно чистых проводниках, у которых $kl\eta >> 1$, с уменьшением магнитного поля при любой ориентации волнового вектора звука резонансные и гигантские осцилляции Γ при $kr\eta >> 1$ сменяются осцилляциями Пиппарда, амплитуда которых в $(kr\eta)^{1/2}$ раз меньше плавно зависящей от магнитного поля части Γ.

При низких температурах, когда учет квантования энергии носителей заряда в магнитном поле существен, помимо квантовых осцилляций, описываемых формулой Лифшица—Косевича [2]

$$\frac{\Gamma_{\rm osc}}{\Gamma_{\rm mon}} = \sum_{n=1}^{\infty} \psi(n\xi) \left(\frac{\hbar\Omega}{n\varepsilon_F\eta}\right)^{1/2} \cos\left(\frac{ncS_0}{eH\hbar} + \frac{\pi}{4}\right) \cos\frac{\pi n m}{m^*} , \tag{23}$$

имеют место квантовые осцилляции декремента затухания звука со сдвинутой на $2kr_0$ фазой с периодом

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2\pi\hbar e}{cS_0(1 \pm k\lambda_B)} , \tag{24}$$

отличающимся от периода осцилляций выражения (23) на малую величину $k\lambda_B$, равную отношению длины волны де Бройля электрона к длине звуковой волны.

Здесь S_0 — экстремальная площадь сечения гофрированного цилиндра плоскостью $p_H = \text{const}$; $\psi(\xi) = \xi/\text{sh}\,\xi$; а $\xi = 2\pi^2\Theta/\hbar\,\Omega$, где Θ — величина температурного размытия фермиевской функции распределения электронов проводимости, т.е. температура в энергетических единицах.

При $\Theta << \hbar\,\Omega$ энергия звуковой волны поглощается в основном носителями заряда с законом дисперсии (2), для которых состояния на поверхности Ферми со скоростью дрейфа вдоль $\mathbf{k}$, равной скорости звука, разрешимы практически при любом значении магнитного поля. Для электронов на замкнутых орбитах проекция импульса p_H принимает дискретные значения, и поглощение акустического фонона с энергией $\hbar\omega$ носителем заряда со скоростью дрейфа $\overline{v}_x \cos\alpha = s$ возможно лишь при избранных значениях магнитного поля H_n (α — угол между векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{H}$). Это приводит при $H = H_n$ к появлению узких максимумов поглощения энергии звуковых волн, когда в этот процесс включаются электроны проводимости с квазидвумерным энергетическим спектром.

Таким образом, при наличии листа поверхности Ферми в виде гофрированной плоскости квантовые осцилляции, предсказанные в [7], происходят на фоне плавной зависимости Γ от $1/H$.

Настоящая работа частично финансирована Министерством науки Украины (грант 2.4/192).

Мы признательны А. М. Косевичу за полезные для нас обсуждения полученных результатов и рады случаю поздравить его с юбилеем и пожелать крепкого здоровья и творческих успехов.

1. L. Onsager, *Philos. Mag.* **43**, 1006 (1952).
2. И. М. Лифшиц, А. М. Косевич, *ЖЭТФ* **29**, 730 (1955).
3. И. М. Лифшиц, В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **35**, 1251 (1958).
4. М. Я. Азбель, Э. А. Канер, *ЖЭТФ* **33**, 896 (1957).
5. A. B. Pippard, *Philos. Mag.* **2**, 1147 (1957).
6. Э. А. Канер, В. Г. Песчанский, И. А. Привороцкий, *ЖЭТФ* **40**, 214 (1961).
7. В. Л. Гуревич, В. Г. Скобов, Ю. А. Фирсов, *ЖЭТФ* **40**, 786 (1961).
8. М. В. Карцовник, В. Н. Лаухин, В. И. Нижанковский, А. А. Игнатьев, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 302 (1988).
9. М. В. Карцовник, П. А. Кононович, В. Н. Лаухин, И. Ф. Щеголев, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 498 (1988).
10. N. Tojota, T. Sasaki, K. Murata, Y. Honda, M. Tokumoto, H. Bando, N. Kinoshita, H. Anzai, T. Ishiguro, and Y. Muto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **57**, 2616 (1988).
11. W. Kang, G. Montambaux, J. R. Cooper, D. Jerome, P. Batail, and C. Lenoir, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2559 (1989).
12. М. В. Карцовник, П. А. Кононович, В. Н. Лаухин, С. С. Песоцкий, И. Ф. Щеголев, *ЖЭТФ* **97**, 1305 (1990).
13. R. Jagi, Y. Iye, T. Osada, and S. Kagoshima, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 3069 (1990).
14. R. Rossenau, M. L. Doublet, E. Canadell, R. P. Shibaeva, R. P. Rozenberg, N. D. Kushch, and E. B. Jagubskii. *J. Phys.* **1** (*France*) **6**, 1527 (1996).
15. T. Sasaki, H. Ozawa, H. Mori, S. Tanaka, T. Fukase, and N. Tojota. *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 213 (1996).
16. И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **32**, 1509 (1957).
17. И. М. Лифшиц, *J. Phys. Chem. Solids* **4**, 11 (1958).

18. E. N. Adams and T. D. Holstein, *J. Phys. Chem. Solids* **10**, 254 (1959).
19. А. М. Косевич, В. В. Андреев, *ЖЭТФ* **38**, 882 (1960).
20. А. М. Косевич, В. В. Андреев, *ЖЭТФ* **43**,1061 {1961).
21. R. Kubo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **12**, 570 (1957).

Giant oscillations of sound attenuation decrement in organic conductors in a magnetic field

O. V. Kirichenko and V. G. Peschansky

Attenuation of sound wave energy in low-dimensional conductors with several charge carrier groups is investigated theoretically. The existance of a group for which the Fermi surface is a corrugated plane, is shown to affect essentially the behaviour of the sound attenuation rate Γ in a magnetic field $\mathbf{H}$. Giant oscillations of Γ with $1/H$ which are not related to the quantization of charge carrier energy are predicted. In a quantizing magnetic field apart from the oscillations described by the Lifshitz-Kosevich formula, there are oscillations with a period dependent on sound wavelength.