

Электромагнитные и акустические волны в слоистых органических проводниках (Обзор)

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: vpeschansky@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 8 апреля 1999 г., после переработки 21 мая 1999 г.

Представлен обзор теоретических исследований распространения электромагнитных и акустических волн в слоистых проводниках органического происхождения. Основное внимание уделено спектроскопическим возможностям изучения электронной структуры этих веществ, информация о которой необходима для понимания физических процессов в них. Рассмотрены высокочастотные и магнитоакустические эффекты, специфичные для квазидвумерных проводников, весьма информативны, и их исследование позволит изучить тонкие детали электронного энергетического спектра и релаксационные свойства носителей заряда в слоистых проводниках.

Наведено огляд теоретичних досліджень розповсюдження електромагнітних та акустичних хвиль у шаруватих провідниках органічного походження. Основна увага приділяється спектроскопічним можливостям вивчення електронної структури цих речовин, інформація про яку є необхідною для розуміння фізичних процесів в них. Розглянуті високочастотні та магнитоакустичні ефекти, які притаманні квазидвовимірним провідникам, містять інформацію про тонкі деталі електронного енергетичного спектра та релаксаційні властивості носіїв заряду в шаруватих провідниках.

PACS: 71.20.Rv, 71.18.+y

Содержание

1. Введение	1119
2. Энергетический спектр слоистых проводников	1120
3. Полная система уравнений	1122
4. Распространение электромагнитных волн в слоистых проводниках	1124
4.1. Нормальный скин-эффект	1126
4.2. Аномальный скин-эффект	1128
4.3. Слабозатухающие волны Ройтера – Зондгаймера	1130
4.4. Циклотронный резонанс	1132
5. Распространение акустических волн	1133
5.1. Продольная волна, распространяющаяся вдоль слоев	1134
5.2. Поперечная волна, распространяющаяся вдоль слоев	1140
5.3. Звуковая волна, распространяющаяся поперек слоев	1141
6. Заключение	1142
Список литературы	1143

1. Введение

Поиск новых сверхпроводящих материалов в шестидесятые годы привлек внимание к проводникам органического происхождения, обладающим слоистой либо нитевидной структурой. Интенсивные экспериментальные исследования физических свойств органических проводников

были стимулированы надеждой получить сверхпроводники с высокими критическими параметрами именно среди семейства квазиодномерных нитеобразных проводников, в которых теоретически возможен переход в сверхпроводящее состояние при высоких температурах. Многолетние усилия физиков и химиков, синтезировавших огромное количество новых органических проводников, при-

вели к тому, что были получены органические квазиодномерные проводники с температурой перехода в сверхпроводящее состояние T_c порядка нескольких градусов Кельвина и органические сверхпроводники со слоистой структурой, обладающие рекордной критической температурой $T_c \cong 13$ К. Хотя эти значения температуры ниже T_c некоторых интерметаллических соединений, интерес к исследованиям электронных свойств органических проводников не ослабевает по сей день.

Слоистые проводники органического происхождения привлекательны для экспериментаторов в значительной мере благодаря их необычному поведению в сильных магнитных полях и ряду фазовых переходов при сравнительно небольших давлениях. Их электропроводность вдоль слоев на несколько порядков превышает электропроводность вдоль нормали \mathbf{n} к слоям, а величина критического магнитного поля, при котором разрушается сверхпроводимость, существенно зависит от его ориентации относительно слоев. Под действием давления температура перехода в сверхпроводящее состояние β -модификации соли тетраафгальвалена $(\text{BEDT-TTF})_2\text{JBr}_2$ возрастает примерно в три раза [1]. Столь чувствительная реакция на деформацию кристалла системы носителей заряда свидетельствует о том, что акустоэлектронные явления в слоистых проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром, по-видимому, обладают определенной спецификой.

Интерес к исследованиям органических проводников со слоистой структурой вызван также многообразием различных фазовых состояний этих веществ и возможностью изменять основное состояние с помощью внешних воздействий.

Обнаружение осцилляций Шубникова–де Гааза магнитосопротивления галогенов тетраселентетрацена и большого семейства ион-радикальных солей с переносом заряда на основе тетраафгальвалена в магнитных полях порядка нескольких десятков тесла свидетельствует о том, что эти соединения обладают металлическим типом проводимости. Это дает основание воспользоваться для описания электронных процессов в таких проводниках концепцией квазичастиц, несущих электрический заряд e , аналогичных электронам проводимости в металлах. Резкая анизотропия электропроводности слоистого проводника, по-видимому, связана с резкой анизотропией скоростей носителей заряда $\mathbf{v} = \partial \epsilon(\mathbf{p}) / \partial \mathbf{p}$ на поверхности Ферми $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_F$, т.е. их энергия $\epsilon(\mathbf{p})$ слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{p} \cdot \mathbf{n}$ на нормаль \mathbf{n} к слоям.

Поверхность Ферми квазидвумерных проводников является открытой со слабой гофрировкой вдоль оси p_z , причем гофрированные плоскости могут быть свернуты в цилиндр, основание которого помещается в элементарной ячейке импульсного пространства, так что поверхность Ферми слоистых проводников представляет собой систему слабогофрированных цилиндров либо систему плоскостей, слабогофрированных вдоль оси p_z . Возможно еще наличие небольших замкнутых полостей, относящихся к аномально малым группам носителей заряда.

Длина свободного пробега носителей заряда l в экспериментально исследуемых слоистых проводниках достигает нескольких микрон, и в реально достижимых ныне сильных магнитных полях радиус кривизны траектории электронов проводимости r может быть много меньше l . В этих условиях уместна постановка обратной задачи восстановления электронного энергетического спектра с помощью экспериментального исследования кинетических явлений в магнитном поле.

Исследованию гальваномагнитных явлений и квантовых осцилляционных эффектов в низкоразмерных проводниках органического происхождения посвящено большое число экспериментальных работ, а в последние несколько лет уже появились публикации [2–7], в которых представлены результаты экспериментального исследования высокочастотных явлений, в частности, обнаружение циклотронного резонанса в слоистом проводнике α - $(\text{BEDT-TTF})_2\text{KHg}(\text{SCN})_4$.

Высокочастотные характеристики слоистых и нитевидных проводников несомненно весьма информативны и их исследование позволит определить тонкие детали электронного энергетического спектра и релаксационные свойства носителей заряда. Здесь мы рассмотрим распространение в органических квазидвумерных проводниках электромагнитных и акустических колебаний, выбрав их из всего разнообразия волн, способных распространяться в проводящих ток средах.

2. Энергетический спектр слоистых проводников

В слоистых органических проводниках в элементарной ячейке кристалла содержится большое число атомов и расстояние между слоями a значительно превышает межатомное расстояние внутри слоя. В результате перекрытие волновых функций электронов, принадлежащих различным слоям, оказывается весьма малым, и уместно воспользоваться приближением сильной связи для закона дисперсии носителей заряда:

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n(p_x, p_y) \cos\left(\frac{anp_z}{h}\right). \quad (2.1)$$

Здесь h — постоянная Планка, а $\epsilon_n(p_x, p_y)$ будем полагать произвольными функциями своих аргументов, однако их максимальные значения ϵ_n^{\max} на поверхности Ферми существенно убывают с ростом номера n , так что $\epsilon_1^{\max} = \eta\epsilon_F \ll \epsilon_F$, а $\epsilon_{n+1}^{\max} \ll \epsilon_n^{\max}$, где η — параметр квазидвумерности спектра.

Квантовые осцилляции Шубникова–де Гааза наблюдаются практически во всех органических проводниках семейства солей тетрагидрофульвалена [8–19]. Это свидетельствует о наличии замкнутых сечений поверхности Ферми плоскостью $p_H = \mathbf{pH}/H$ в этих проводниках, а значительная величина амплитуды осцилляций позволяет считать, что есть группа носителей заряда, для которых состояния с энергией Ферми расположены на слабоффрированном цилиндре в импульсном пространстве, причем эта группа электронов проводимости доминирует над остальными носителями заряда с энергией Ферми.

Модель поверхности Ферми квазидвумерного проводника в виде слабоффрированного цилиндра (рис. 1, 2) хорошо согласуется с экспериментальными исследованиями гальваномагнитных явлений и осцилляций Шубникова–де Гааза во многих слоистых органических комплексах с

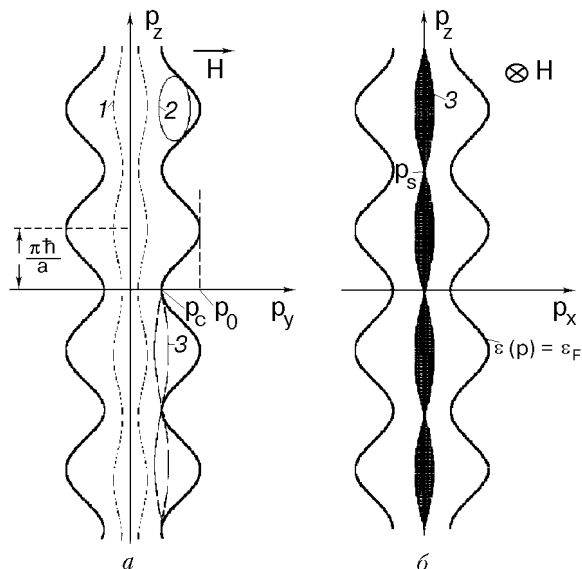


Рис. 1. Различные типы электронных траекторий в импульсном пространстве в магнитном поле, параллельном слоям: 1 — открытые траектории; 2 — замкнутые электронные орбиты; 3 — самопересекающаяся орбита, содержащая седловую точку p_c . Сечение поверхности Ферми плоскостью $p_y = p_c$ разделяет области открытых и замкнутых электронных траекторий; а и б — разные проекции поверхности Ферми.

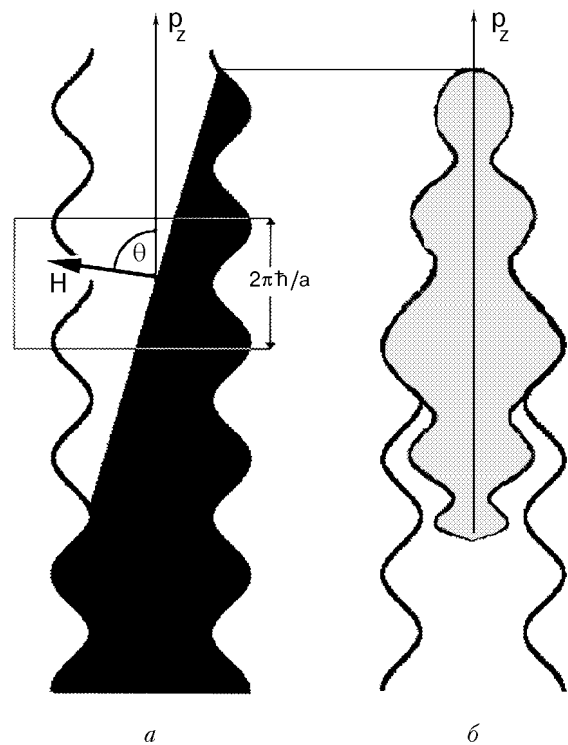


Рис. 2. Электронные траектории в импульсном пространстве в магнитном поле (θ — угол между вектором магнитного поля и нормалью к слоям); а и б — разные проекции поверхности Ферми.

переносом заряда, в частности, имеется полное согласие теоретических расчетов, использующих эту модель, с экспериментально наблюдаемыми квантовыми осцилляциями магнитосопротивления солей тетрагидрофульвалена (BEDT-TTF)₂JBr₂ и (BEDT-TTF)₂J₃. Однако замена в них галогенов комплексом MHg(SCN)₄, где M — один из металлов группы (K, Rb, Tl), приводит к более сложной зависимости сопротивления от величины магнитного поля. Поверхность Ферми солей (BEDT-TTF)₂MHg(SCN)₄, согласно зонным расчетам электронного энергетического спектра [20], помимо слабоффрированного цилиндра содержит два квазидномерных листа. Хотя наличие магнитного поля слабо влияет на динамические свойства носителей заряда с квазидномерным спектром, наличие такой группы носителей заряда может существенно изменить зависимость электромагнитного и акустического импедансов от величины сильного магнитного поля.

В теоретических расчетах анизотропии магнитосопротивления слоистых проводников Ямаджи [21] воспользовался весьма упрощенной моделью поверхности Ферми, а Зимбовская [22] при анализе высокочастотных свойств использовала энергетический спектр носителей заряда экзотического вида, у которого поверхность Ферми

имела изломы. При таких предположениях спектроскопические возможности исследования электронных процессов в органических проводниках в магнитном поле были значительно уменьшены либо вообще выпали из поля зрения. Ниже мы рассмотрим высокочастотные и магнитоакустические явления в органических проводниках при самых общих предположениях о виде квазидвумерного электронного энергетического спектра (2.1).

Квазиодномерный энергетический спектр носителей заряда мы также не будем конкретизировать, полагая лишь, что в зависимости энергии от квазиимпульса

$$\epsilon_1(\mathbf{p}) = \sum_{nml} A_{nml} \cos\left(\frac{a_1 n p_x}{h}\right) \cos\left(\frac{a_2 m p_y}{h}\right) \cos\left(\frac{a l p_z}{h}\right) \quad (2.2)$$

коэффициенты A_{000} и A_{100} значительно превышают все остальные коэффициенты A_{nml} . Размеры элементарной ячейки кристаллической решетки a_1 и a_2 в плоскости слоев xy могут быть также существенно различными. В случаях, когда эти плоскости не являются плоскостями симметрии кристалла, в формулах (2.1) и (2.2) в аргументах косинусов необходимо учесть дополнительную фазу, изменяющую знак при замене \mathbf{p} на $-\mathbf{p}$. Их учет не приведет к существенному изменению спектра волн в слоистых проводниках, так что нет необходимости усложнять решение данной задачи, и ниже мы воспользуемся законом дисперсии носителей заряда в виде (2.1) и (2.2), полагая коэффициенты A_{nml} и функции $\epsilon_n(p_x, p_y)$ произвольными.

3. Полная система уравнений

Звуковая волна в проводнике всегда порождает переменное электромагнитное поле, ее сопровождающее. Однако и возмущение электронной подсистемы проводника падающей на его поверхность электромагнитной волной в свою очередь может возбуждать в нем упругие колебания. Поэтому система уравнений, описывающая распространение волн в проводнике, содержит как уравнение теории упругости для смещения ионов \mathbf{u}

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \lambda_{ijlm} \frac{\partial u_{lm}}{\partial x_j} + F_i, \quad (3.1)$$

так и уравнения Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}; \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad \text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (3.2)$$

Здесь ρ и λ_{ijlm} — плотность и тензор упругости кристалла, $u_{lm} = 1/2 (\partial u_l / \partial x_m + \partial u_m / \partial x_l)$ — тензор деформации; c — скорость света.

Уравнение Пуассона в силу достаточно большой плотности носителей заряда сводится к условию электронейтральности проводника и, следовательно, условие непрерывности потока зарядов в асимптотическом приближении по обратной плотности электронов проводимости принимает вид

$$\text{div } \mathbf{j} = 0. \quad (3.3)$$

В проводниках, не обладающих спонтанным магнитным моментом, намагниченность \mathbf{M} , наведенная внешним магнитным полем, обычно мала и нет необходимости различать магнитную индукцию \mathbf{B} и магнитное поле $\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}(\mathbf{B})$, кроме случая сверхнизких температур. При достаточно низких температурах, когда весьма существен учет квантования энергии носителей заряда в магнитном поле, амплитуда квантовых осцилляций намагниченности как функции $1/B$ может стать сравнимой с \mathbf{B} , а разность $\mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}(\mathbf{B})$ сколь угодно малой величиной. В этом случае волновой процесс оказывается существенно нелинейным даже при малой амплитуде волны [23,24].

Если $M(\mathbf{B}) \ll B$, то с достаточной степенью точности уравнения (3.2) сводятся к уравнению

$$\text{rot rot } \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = \frac{4\pi i \omega}{c^2} \mathbf{j}. \quad (3.4)$$

В случае малой амплитуды волн достаточно ограничиться линейным приближением по слабому возмущению электронной системы, а волновой процесс можно полагать монохроматическим с частотой ω , так что дифференцирование по времени эквивалентно умножению на $-i\omega$, что и учтено в уравнении (3.4). Это предположение не нарушает общности решения задачи, поскольку в силу линейности уравнений относительно смещения ионов, электрического $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитного поля волны обобщение на случай произвольной зависимости полей от времени является тривиальным и сводится к суммированию различных гармоник решения системы уравнений (3.1)–(3.3).

Возмущение электронной системы деформацией кристалла приводит к перенормировке энергии электронов проводимости [25]

$$\delta\epsilon = \lambda_{ij}(\mathbf{p}) u_{ij} \quad (3.5)$$

и появлению силы

$$F_i = \frac{1}{c} [\mathbf{jH}]_i + \frac{m}{e} i\omega j_i + f_i^d, \quad (3.6)$$

действующей со стороны электронов на кристаллическую решетку.

Величины плотности электрического тока

$$j_i = -\frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int e v_i \psi \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} d^3 p \equiv \langle e v_i \psi \rangle \quad (3.7)$$

и плотности деформационной силы [26,27]

$$f_i^d = \frac{\partial}{\partial x_k} \langle \Lambda_{ik} \psi \rangle, \quad (3.8)$$

характеризующие отклик электронной системы на возмущение, являются функционалами от функции распределения носителей заряда $f = f_0\{\epsilon(\mathbf{p}) + i\omega \mathbf{r}\mathbf{p}\} - \psi \partial f_0 / \partial \epsilon$, где $f_0\{\epsilon(\mathbf{p}) + i\omega \mathbf{r}\mathbf{p}\}$ — равновесная фермиевская функция в системе координат, движущейся вместе с колеблющейся решеткой со скоростью $-i\omega \mathbf{r}$. Неравновесную добавку к ней можно найти с помощью решения кинетического уравнения, которое замыкает полную систему уравнений задачи и имеет вид

$$\mathbf{v} \frac{\partial \psi}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial \psi}{\partial t} + \left(\frac{1}{\tau} - i\omega \right) \psi = g. \quad (3.9)$$

Здесь функция $g = -i\omega \Lambda_{ij}(\mathbf{p}) u_{ij} + e \tilde{\mathbf{E}} \mathbf{v}$ учитывает возмущение системы носителей заряда электрическим полем

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E} - \frac{i\omega}{c} [\mathbf{uH}] + \frac{m\omega^2}{e} \quad (3.10)$$

и деформацией кристалла.

Компоненты тензора деформационного потенциала $\lambda_{ij}(\mathbf{p})$ в кинетическом уравнении (3.9) и в выражении (3.8) для плотности деформационной силы приведены в виде, учитывающем сохранение числа носителей заряда:

$$\Lambda_{ik}(\mathbf{p}) = \lambda_{ik}(\mathbf{p}) - \langle \lambda_{ik}(\mathbf{p}) \rangle / \langle 1 \rangle. \quad (3.11)$$

Оператор столкновений в уравнении для ψ взят в приближении времени релаксации носителей заряда τ , а время t — одна из координат импульсного пространства, указывающая положение заряда на его траектории в магнитном поле согласно уравнению движения

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} = \frac{e}{c} [\mathbf{vH}]. \quad (3.12)$$

Кинетическое уравнение должно быть дополнено граничным условием, которое учитывает рассеяние носителей заряда на поверхности про-

водника, например, совпадающей с плоскостью $x = 0$:

$$\psi(\mathbf{p}_+, 0) = q(\mathbf{p}_-) \psi(\mathbf{p}_-, 0) +$$

$$+ \int d^3 p W(\mathbf{p}, \mathbf{p}_+) \{1 - \Theta[v_x(\mathbf{p})]\} \psi(\mathbf{p}, 0). \quad (3.13)$$

Здесь параметр зеркальности $q(\mathbf{p})$ представляет собой вероятность для электрона проводимости, падающего на поверхность образца с импульсом \mathbf{p}_- , после отражения иметь импульс \mathbf{p}_+ , связанный с \mathbf{p}_- условием зеркального отражения, которое предполагает сохранение энергии заряда и проекции его импульса на рассеивающую границу. Параметр зеркальности связан с индикатрисой рассеяния $W(\mathbf{p}, \mathbf{p}_+)$ соотношением [28,29]

$$q(\mathbf{p}_-) = 1 - \int d^3 p W(\mathbf{p}, \mathbf{p}_+) \{1 - \Theta[v_x(\mathbf{p})]\}. \quad (3.14)$$

где $\Theta(\zeta)$ — функция Хевисайда.

В массивном проводнике, размеры которого существенно превышают длину свободного пробега носителей заряда l , подавляющая их часть за время своего свободного пробега не сталкивается с поверхностью образца. Если мы интересуемся «объемными» эффектами, не связанными с взаимодействием небольшой группы носителей заряда с поверхностью проводника, то нет необходимости использовать граничное условие, и функция ψ может быть представлена в виде

$$\psi = \int_{-\infty}^t dt' g[x + x(t') - x(t)] \exp[v(t' - t)], \quad (3.15)$$

где $\mathbf{v} = 1/\tau - i\omega$, а $x(t) = \int v_x(t) dt$.

Пусть волна распространяется вдоль нормали к поверхности проводника, занимающего полупространство $x \geq 0$. Воспользовавшись методом Фурье, продолжим $\mathbf{u}(x)$ и $\tilde{\mathbf{E}}(x)$ четным образом на область отрицательных x и получим для фурье-компонент смещения ионов

$$u_i(k) = 2 \int_0^{\infty} dx u_i(x) \cos kx \quad (3.16)$$

и электрического поля

$$\tilde{E}_i(k) = 2 \int_0^{\infty} dx \tilde{E}_i(x) \cos kx \quad (3.17)$$

следующую систему алгебраических уравнений:

$$\frac{4\pi i \omega}{c^2} j_{\alpha}(k) = 2E'_{\alpha}(0) + k^2 E_{\alpha}(k) - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 E_{\alpha}(k), \quad (3.18)$$

$$\alpha = y, z,$$

$$j_x(k) = 0 \quad (3.19)$$

$$-\omega^2 \rho u_i(k) = -\lambda_{ixix} [2u'_i(0) + k^2 u_i] + (im\omega/e) j_i(k) + c^{-1} [j(k) \mathbf{H}]_i + ik \langle \Lambda_{ix} \psi \rangle. \quad (3.20)$$

Потоки, характеризующие отклик электронной системы на возмущение, с помощью решения кинетического уравнения можно представить в виде

$$j_i(k) = \sigma_{ij}(k) \tilde{E}_j(k) + a_{ij}(k) k \omega u_j(k), \quad (3.21)$$

$$\langle \Lambda_{ix} \psi(k) \rangle = b_{ij}(k) \tilde{E}_j(k) + c_{ij}(k) k \omega u_j(k), \quad (3.22)$$

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

$$\sigma_{ij}(k) = \langle e^2 v_i \hat{R} v_j \rangle; \quad a_{ij}(k) = \langle e v_i \hat{R} \Lambda_{jx} \rangle, \quad (3.23)$$

$$b_{ij}(k) = \langle e \Lambda_{ix} \hat{R} v_j \rangle; \quad c_{ij}(k) = \langle \Lambda_{ix} \hat{R} \Lambda_{jx} \rangle. \quad (3.24)$$

Здесь

$$\hat{R}g \equiv \int_{-\infty}^t dt' g(t') \exp \{ ik[x(t') - x(t)] + v(t' - t) \}, \quad (3.25)$$

$$g(t) = \omega \Lambda_{ji}(t) k_i u_j(k) + e v(t) \tilde{\mathbf{E}}(k).$$

Подставив выражения (3.21) и (3.22) в уравнения (3.18)–(3.20), получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно $u_i(k)$ и $\tilde{E}_i(k)$. В результате применения обратного преобразования Фурье к ее решениям задача о распределении электрического поля и поля смещений ионов в проводнике будет полностью решена.

Условие существования нетривиального решения полученной системы уравнений (равенство нулю ее детерминанта) представляет собой дисперсионное уравнение. Мнимые части корней дисперсионного уравнения определяют декременты затухания звуковой и электромагнитной волн, а реальные части этих корней описывают перенормировки скоростей волн.

4. Распространение электромагнитных волн в слоистых проводниках

Уравнения теории упругости и уравнения Максвелла оказываются слабосвязанными, когда взаимная трансформация электромагнитных и акустических волн затруднена. В этом случае распространение акустических волн в проводниках может быть исследовано без использования уравнений Максвелла, а задача о распространении электромагнитных волн решена с достаточной степенью точности без привлечения уравнений теории упругости.

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в слоистом проводнике. Глубина их затухания существенно зависит от поляризации падающей волны. Линейно поляризованная волна с электрическим полем вдоль нормали к слоям проникает в глубь образца на значительно большую глубину, чем волна с электрическим полем вдоль слоев.

Поверхностный импеданс и глубину проникновения переменного электрического поля волны нетрудно найти с помощью решения системы уравнений (3.18), (3.7), (3.9) с граничным условием (3.13). Решение кинетического уравнения (3.9) позволяет найти связь фурье-образов плотности тока и электрического поля:

$$j_i(k) = \sigma_{ij}(k) E_j(k) + \int dk' Q_{ij}(k, k') E_j(k'), \quad (4.1)$$

где

$$\sigma_{ij}(k) \equiv 2e^3 H / c(2\pi h)^3 \times$$

$$\times \int dp_H \int_0^T dt v_i(t, p_H) \int_0^t dt' v_j(t', p_H) \times$$

$$\times \exp \{ v(t' - t) \cos k \{ x(t', p_H) - x(t, p_H) \} \} \equiv \langle e^2 v_i \hat{R} v_j \rangle. \quad (4.2)$$

Ядро интегрального оператора $Q_{ij}(k, k')$ существенно зависит от состояния поверхности образца, т.е. от вероятности зеркального отражения от нее носителей заряда.

В тех случаях, когда связь фурье-образов плотности тока и электрического поля является локальной, т.е. вклад в переменный ток электронов, сталкивающихся с границей образца, значительно меньше вклада «объемных» электронов, глубина затухания электрического поля опреде-

ляется мнимой частью корней дисперсионного уравнения

$$\det \left\{ \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \delta_{\alpha\beta} - \frac{4\pi i \omega}{c^2} \tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k) \right\} = 0, \quad (4.3)$$

где

$$\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k) = \sigma_{\alpha\beta}(k) - \frac{\sigma_{\alpha x}(k) \sigma_{x\beta}(k)}{\sigma_{xx}(k)}; \quad \alpha, \beta = (y, z). \quad (4.4)$$

В условиях нормального скин-эффекта, когда длина свободного пробега носителей заряда много меньше глубины скин-слоя, связь плотности тока и электрического поля с достаточной степенью точности является локальной

$$j_i(x) = \sigma_{ij} E_j(x), \quad (4.5)$$

а компоненты матрицы электропроводности $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(0)$ имеют такой же вид, как в однородном электрическом поле. Электропроводность поперек слоев $\sigma_{zz} = \eta^2 \sigma_0$ пропорциональна квадрату параметра квазидвумерности электронного энергетического спектра, а σ_0 по порядку величины совпадает с электропроводностью вдоль слоев в однородном электрическом поле. В этом случае из дисперсионного уравнения (4.3) следует, что глубина затухания δ_{\parallel} электрического поля $E_z(\mathbf{r})$ в

$1/\eta$ раз больше глубины затухания δ_{\perp} электрического поля вдоль слоев:

$$\delta_{\perp} = \delta_{\parallel} \eta. \quad (4.6)$$

В условиях аномального скин-эффекта, когда глубина скин-слоя δ_{\parallel} гораздо меньше длины свободного пробега носителей заряда l , соотношение между δ_{\perp} и δ_{\parallel} имеет вид

$$\delta_{\perp} = \delta_{\parallel} \eta^{2/3}, \quad (4.7)$$

поскольку при $kl \gg 1$ компоненты тензора $\sigma_{ij}(k)$ обратно пропорциональны волновому числу k .

В магнитном поле соотношения между δ_{\perp} и δ_{\parallel} более разнообразны.

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в слоистом проводнике в магнитном поле $\mathbf{H} = (H \sin \varphi, H \cos \varphi \sin \theta, H \cos \varphi \cos \theta)$, отклоненном на угол φ от поверхности проводника $x_s = 0$.

Интегральное слагаемое в граничном условии (3.13) обеспечивает непротекание тока через поверхность проводника, однако в области больших частот ω решение кинетического уравнения слабо зависит от этого функционала [30] и без его учета при $\varphi = 0$ и в отсутствие дрейфа носителей заряда вдоль оси x по открытым электронным орбитам имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi(t, p_H, x) = & \int_{\lambda}^t dt' e^{\nu t'} \mathbf{E}(x(t', p_H) - x(\lambda, p_H)) \exp \{ \nu(t' - t) \} + \\ & + q(\lambda, p_H) [1 - q(\lambda, p_H) \exp \{ \nu(2\lambda - T) \}]^{-1} \times \\ & \times \int_{\lambda}^{T-\lambda} dt' e^{\nu t'} \mathbf{E}(x(t', p_H) - x(\lambda, p_H)) \exp \{ \nu(t' - t + 2\lambda - T) \}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

где $T = 2\pi/\Omega = 2\pi m^* c / eH$ — период движения заряда в магнитном поле, m^* — циклотронная эффективная масса электронов проводимости, а λ — ближайший к t корень уравнения

$$x(t, p_H) - x(\lambda, p_H) = \int_{\lambda}^t v_x(t', p_H) dt' = x. \quad (4.9)$$

Электроны проводимости, для которых $\{x(t, p_H) - x_{\min}\} < x$, не сталкиваются с границей образца и для них следует положить $\lambda = -\infty$.

В наклонном к поверхности образца магнитном поле после нескольких столкновений с поверхностью $x_s = 0$ электроны проводимости либо уходят в глубь образца, либо стремятся приблизиться к этой поверхности. Относительная доля последних невелика и они вносят в переменный ток небольшой вклад. Вклад остальных электронов в ток при $\varphi \cong 1$, естественно, зависит от характера их

взаимодействия с поверхностью образца, однако состояние поверхности влияет лишь на малосущественные множители порядка единицы в выражении для поверхностного импеданса.

4.1. Нормальный скин-эффект

Нормальным скин-эффектом мы будем называть проникновение электромагнитного поля в глубь образца в условиях, когда плотность электрического тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ с достаточной степенью точности определяется значением электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ в той же самой точке \mathbf{r} . В сильном магнитном поле, параллельном поверхности проводника, носители заряда с замкнутыми орбитами в импульсном пространстве дрейфуют вдоль поверхности образца. Если диаметр $2r$ их орбит гораздо меньше глубины скин-слоя, то основной вклад в высокочастотный ток вносят лишь те из них, которые удалены от поверхности $x_s = 0$ на расстояние, большее $2r$. Эти электроны проводимости не сталкиваются с границей образца, и в отсутствие открытых сечений поверхности Ферми при вычислении поверхностного импеданса в асимптотическом приближении по малому параметру r/δ уместно воспользоваться приближением локальной связи плотности тока с электрическим полем волны.

Асимптотическое выражение для компонент тензора $\sigma_{ij}(k)$ при $kr \ll 1$ имеет такой же вид, как и в однородном электрическом поле, так что электрическое поле E_y при $kr \ll 1$ затухает на расстояниях, равных

$$\delta_{\perp} \cong \delta_0 = c(2\pi\omega\sigma_0)^{-1/2} \quad (4.10)$$

при любом соотношении между длиной свободного пробега носителей заряда и глубиной скин-слоя.

При $\eta \ll 1$ каждая из компонент σ_{zx} и σ_{xz} по крайней мере пропорциональна η^2 , так что $\tilde{\sigma}_{zz} \cong \sigma_{zz}$. Асимптота $\sigma_{zz}(k)$ при небольших углах θ по порядку величины равна $\sigma_0\eta^2$ и глубина затухания δ_{\parallel} электрического поля E_z в $1/\eta$ раз больше δ_{\perp} , как и в отсутствие магнитного поля, если гофрировка поверхности Ферми не слишком мала и $\eta \geq \delta_0\omega/c$. При $\omega \gg \sigma_0\eta^2$ глубина скин-слоя

$$\delta_{\parallel} = \frac{\delta_0^2\omega}{c\eta^2} \left(1 + \frac{r^2\omega^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (4.11)$$

растет с увеличением магнитного поля, достигая предельного значения $\omega\delta_0^2/c\eta^2$ [31,32].

При не малых θ имеется последовательность значений $\theta = \theta_c$, при которых существенно изме-

няется асимптотическое поведение σ_{zz} , а следовательно, и величины $\tilde{\sigma}_{zz}$ [33–35], для которой справедливо выражение

$$\tilde{\sigma}_{zz}(k, \eta, \theta) = \frac{ae^3\tau H \cos \theta}{4\pi^2 h^4 c} \sum_n n^2 I_n^2 + \sigma_0\eta^2\{\eta^2 f_1(\theta) + \gamma^2 f_2(\theta) + (kr)^2 f_3(\theta)\}, \quad (4.12)$$

где f_i — функции θ порядка единицы, а

$$I_n(\theta) = \int_0^T dt \varepsilon_n(t) \cos \{anp_y(t) \operatorname{tg} \theta/h\}. \quad (4.13)$$

При $\theta = \theta_c$, когда $I_1(\theta_c)$ обращается в нуль, $\tilde{\sigma}_{zz}$ резко уменьшается при малых η , $\gamma = (\Omega\tau)^{-1}$, ω/Ω , kr .

В результате глубина проникновения электрического поля E_z значительно возрастает при $\theta = \theta_c$, и в угловой зависимости импеданса возникает серия узких максимумов. Эти максимумы при $\operatorname{tg} \theta \gg 1$ повторяются с периодом, определяемым расстоянием между точками стационарной фазы на электронной орбите, где $\mathbf{kv} = \omega$, которые близки к точкам поворота ($v_x = 0$). Поскольку фазовая скорость волны $v_{\phi} = \omega/k = (\omega\tau)^{-1/2} \times \omega c/\omega_0\eta$ много меньше фермиевской скорости электронов проводимости v_F , то расстояние между точками стационарной фазы на электронной орбите с достаточной степенью точности можно считать равным диаметру орбиты.

При низких температурах в достаточно чистых проводниках, когда $l\eta^2 > \delta_0$, высота острых максимумов при $\theta = \theta_c$ убывает с ростом магнитного поля, а при $l\eta^2 < \delta_0$, напротив, возрастает пропорционально $l\delta_0/r\eta$, если $l\eta < r < \delta_0/\eta$. При не слишком больших частотах, когда ток смещения мал по сравнению с током проводимости, решение дисперсионного уравнения (4.3) при $\theta = \theta_c$ можно представить в виде интерполяционной формулы

$$\delta_{\parallel} = l \left(\frac{r^2 + \delta_0^2\eta^{-2}}{r^2 + l^2\eta^2} \right)^{1/2}. \quad (4.14)$$

В случае крайне слабой электропроводности вдоль нормали к слоям, когда $\omega > \sigma_0\eta^2(\eta^2 + r^2/l^2)$, глубина скин-слоя δ_{\parallel} имеет следующий вид:

$$\delta_{\parallel} = (\delta_0/\eta^2)\{1 + (r/l\eta)^2 + (r\omega/c\eta)^2\}^{-1/2}\{1 + (r\eta/\delta_0)^2\}, \quad (4.15)$$

и в сильном магнитном поле, когда $r < (l^2\eta^2 + \delta_0^2/\eta^2)^{1/2}$, глубина затухания электрического поля вдоль нормали к слоям вновь равна δ_0/η^2 . В области небольших магнитных полей, когда при $\theta = \theta_c$ справедливо соотношение $\delta_0/\eta \ll r \ll \delta_{||}$, импеданс как функция магнитного поля имеет минимум, поскольку при $r \gg l\eta$ глубина скин-слоя

$$\delta_{||} = l\eta/\delta_0 \quad (4.16)$$

обратно пропорциональна величине магнитного поля, т.е. убывает с ростом магнитного поля [32–35].

При $\delta_{\perp} \ll r \ll \delta_{||}$ глубина затухания электрического поля $E_z(x)$ по-прежнему слабо зависит от характера отражения носителей заряда поверхностью образца, однако глубина проникновения электрического поля $E_y(x)$ весьма чувствительна к состоянию поверхности проводника, если δ_{\perp} меньше либо сравнима с длиной свободного пробега носителей заряда. В этой области магнитных полей нормальный скин-эффект реализуется лишь при $\delta_{\perp} \gg l$, когда локальная связь плотности тока с электрическим полем имеет место при любой поляризации волны. Асимптотическое выражение $\tilde{\sigma}_{yy}(k)$ при $kl \ll 1$ с точностью до численного множителя порядка единицы совпадает с σ_0 и, следовательно, δ_{\perp} по порядку величины совпадает с δ_0 . Однако глубина проникновения в образец электрического поля $E_z(x)$ существенно зависит от ориентации магнитного поля.

Своеобразная зависимость глубины затухания электрического поля $E_z(x)$ имеет место при $\theta = \pi/2$, когда помимо дрейфа носителей заряда вдоль направления магнитного поля возможен в плоскости xy веер различных направлений дрейфа электронов проводимости, принадлежащих открытым сечениям поверхности Ферми. При этом зависимость σ_{zz} от величины сильного магнитного поля ($\gamma_0 = 1/(\Omega_0\tau) \ll 1$, где Ω_0 — частота обращения электрона в магнитном поле, ортогональном к слоям) можно представить интерполяционной формулой

$$\sigma_{zz} = \sigma_0\gamma_0^2(\gamma_0^2 + \eta)^{-1/2}, \quad (4.17)$$

справедливой при любой ориентации магнитного поля в плоскости xy , т.е. при любом его наклоне к поверхности образца $x_s = 0$.

Воспользовавшись формулами (4.3) и (4.17), нетрудно убедиться в том, что $\delta_{||}$ при $\eta^{1/2} \ll \gamma_0 \ll 1$ увеличивается пропорционально $H^{1/2}$, а при $\eta^2 \ll \gamma_0 \leq \eta^{1/2}$ глубина затухания электрического поля вдоль нормали к слоям $\delta_{||} \cong \delta_0/\gamma_0\eta^{3/4}$ линейно растет с магнитным полем.

Решение дисперсионного уравнения (4.3) при φ , отличном от нуля, имеет вид

$$k = \frac{(2\pi\omega)^{1/2}(1+i)}{2c} \{ \sigma_0^{-1} + \sigma_{zz}^{-1} \pm \pm [(\sigma_{zz}^{-1} - \sigma_0^{-1})^2 - (2H \cos \theta \sin \varphi / Nec)^2]^{1/2} \}^{-1/2}, \quad (4.18)$$

где N — плотность носителей заряда.

В предельно сильном магнитном поле, когда $\gamma_0 \ll \eta^2$, как следует из (4.18), возможно распространение геликоидальных волн. При $\varphi \cong 1$ один из корней дисперсионного уравнения описывает затухание электрического поля вдоль слоев на расстояниях порядка

$$\delta_{\perp} = \delta_0 \left(1 + \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_0\gamma_0^2} \right)^{1/2}. \quad (4.19)$$

Легко заметить, что с ростом магнитного поля глубина проникновения электрического поля E_y растет пропорционально H , когда $\gamma_0 \ll \eta$. Электрическое поле вдоль нормали к слоям при $\gamma_0 \gg \eta^2$ затухает на расстояниях [35]

$$\delta_{||} = \delta_0(\sigma_0/\sigma_{zz})^{1/2}, \quad (4.20)$$

т.е., как и в отсутствие магнитного поля, на расстояниях порядка δ_0/η .

Высокочастотные свойства слоистых проводников при наличии дополнительной группы носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром оказываются весьма чувствительными не только к поляризации падающей волны, но и направлению распространения электромагнитного поля в плоскости слоев [36–38]. Если отражение носителей заряда поверхностью проводника близко к зеркальному, то связь фурье-образов плотности тока и электрического поля с достаточной степенью точности можно считать локальной даже при сколь угодно большой длине свободного пробега носителей заряда:

$$j_i(k) = \{ \sigma_{ij}(k) + \sigma_{ij}^{(1)}(k) \} E_j(k). \quad (4.21)$$

Здесь $\sigma_{ij}^{(1)}(k)$ — вклад в ВЧ электропроводность носителей заряда с энергетическим спектром (2.2), в котором мы удержим лишь несколько слагаемых, положив

$$A_{100} = U, \quad A_{010} = \eta_1 U \ll U, \quad A_{001} = \eta_2 U \ll U.$$

Вклад в $\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k)$ носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром определяется в основном компонентой $\sigma_{xx}^{(1)}(k)$, которая с точнос-

тью до малых поправок, пропорциональных η_1^2 и η_2^2 , имеет вид

$$\sigma_{xx}^{(1)}(k) = \sigma_1(k) = \frac{\sigma_1}{1 + (kl_1)^2}, \quad (4.22)$$

где $l_1 = v_{01}\tau_1/(1 - i\tau_1)$; σ_1 — вклад этой группы носителей заряда в электропроводность вдоль оси x в однородном электрическом поле; τ_1 — время свободного пробега носителей заряда с энергетическим спектром (2.2); $v_0 = (Ua_1/h) \times \sin [(\epsilon_F - A_{000})/U]$.

Зависимость $\sigma_{ij}^{(1)}(k)$ от магнитного поля появляется лишь в следующих членах разложения в степенной ряд по малым параметрам η_1 и η_2 :

$$\sigma_{yy}^{(1)}(k) = \sum_{\pm} \frac{\eta_1^2 \sigma_1 a_2^2 U^2 / 4h^2 v_0^2}{1 + (k \pm eHa_2 \cos \theta / ch)^2 l_1^2}, \quad (4.23)$$

$$\sigma_{zz}^{(1)}(k) = \sum_{\pm} \frac{\eta_2^2 \sigma_1 a^2 U^2 / 4h^2 v_0^2}{1 + (k \pm eHa \sin \theta / ch)^2 l_1^2}, \quad (4.24)$$

учет которых существенно не влияет на скин-глубину затухания электромагнитных полей.

Асимптотическое поведение компонент $\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k)$ в сильных магнитных полях ($\gamma = 1/\Omega\tau \ll 1$)

$$\tilde{\sigma}_{yy}(k) = \frac{\sigma_1(k) \{ \gamma^2 \sigma_0 + \sigma_{zz} \operatorname{tg}^2 \theta \} + \gamma^2 \sigma_0^2}{\sigma_1(k) + \gamma^2 \sigma_0}, \quad (4.25)$$

$$\tilde{\sigma}_{yz}(k) = \tilde{\sigma}_{zy}(k) = \frac{\sigma_1(k)}{\sigma_1(k) + \gamma^2 \sigma_0} \sigma_{zz} \operatorname{tg} \theta, \quad (4.26)$$

$$\tilde{\sigma}_{zz}(k) = \sigma_{zz} + \sigma_{zz}^{(1)}(k) \quad (4.27)$$

весьма чувствительно к появлению группы носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром.

Здесь опущены малосущественные численные множители порядка единицы и малые поправки порядка $(kr)^2$ в выражении для σ_{zz} , т.е. вклад в ток носителей заряда с квазидвумерным спектром, как и прежде, учтен в приближении, справедливом в случае нормального скин-эффекта.

Если σ_1 и σ_0 — величины одного порядка, то $\tilde{\sigma}_{yy}(k)$ не достигает насыщения в сильных магнитных полях, как это имеет место при $\sigma_1 = 0$, и оказывается много меньше σ_0 в достаточно широкой области магнитных полей, что приводит к значительному увеличению прозрачности проводника.

Дисперсионное уравнение (4.3) с учетом соотношений (4.25)–(4.27) позволяет найти глубину затухания электромагнитных полей в сильном магнитном поле:

$$\delta_1 \cong \delta_0 / \eta, \quad \delta_2 \cong \delta_0 / \gamma, \quad (4.28)$$

где $\delta_0 = \{c/2\pi\omega (\sigma_0 + \sigma_1)\}^{1/2}$.

Если σ_1 много меньше σ_0 , но $\sigma_1 \geq \gamma^2 \sigma_0$, то в выражении для δ_2 следует дописать малый множитель $(\sigma_1/\sigma_0)^{1/2}$. При $\sigma_1 \ll \gamma^2 \sigma_0$ длины затухания электрического поля $E_z(x)$ и $E_y(x)$ существенно различны, соответственно $\delta_{\parallel} = \delta_1$ и $\delta_{\perp} \cong \delta_0$, однако при $\sigma_1 \gg \gamma^2 \sigma_0$ электрическое поле вдоль и поперек слоев содержит обе компоненты с существенно различными длинами затухания δ_1 и δ_2 . Так что даже в достаточно чистых проводниках, для которых $l\eta \gg \delta_0$, не только поле $E_z(x)$, но и $E_y(x)$ в магнитных полях, при которых $r \ll \delta_0$, затухает на расстояниях, значительно превышающих длину свободного пробега носителей заряда.

При распространении электромагнитной волны вдоль оси y присутствие группы носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром не оказывает заметного влияния на глубину затухания электромагнитных волн. Как и в случае одной группы носителей заряда с законом дисперсии (2.1), электрическое поле вдоль слоев убывает на расстояниях порядка δ_0 , а электрическое поле вдоль нормали к слоям проникает в квазидвумерный проводник на глубину δ_{\parallel} , для которой справедливы приведенные выше формулы (4.11), (4.14)–(4.16). Заметное влияние носителей заряда со спектром (2.2) на распространение электромагнитных волн проявляется, когда $\cos \alpha \gg \gamma^2 \sigma_0 / \sigma_1$, где α — угол между волновым вектором и преимущественным направлением скорости носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром.

Таким образом, исследуя зависимость поверхностного импеданса от величины магнитного поля при распространении электромагнитной волны в двух различных направлениях в плоскости слоев, можно однозначно определить наличие квазиодномерной полости поверхности Ферми и ее вклад в электропроводность органического проводника.

4.2. Аномальный скин-эффект

С ростом частоты электромагнитной волны уменьшается глубина скин-слоя δ и при $\delta \leq 2r$ связь плотности тока с электрическим полем является существенно нелокальной. При этом уравнения Максвелла даже в представлении Фурье оказываются интегральными [39]. Их корректное решение в магнитном поле было предложено

Хартманн и Латтинджером для некоторых частных случаев [40]. Если не интересоваться численными множителями порядка единицы, то разумное решение физической задачи, т.е. определение зависимости от физических параметров поверхностного импеданса и других характеристик волн в проводнике, может быть получено с помощью корректной оценки вклада в фурье-образ высокочастотного тока интегрального слагаемого в формуле (4.1). В магнитном поле, параллельном поверхности образца, при $\delta_{\perp} \leq r$ существен вклад в ток носителей заряда, сталкивающихся с поверхностью образца. В случае отражения носителей заряда границей образца, близком к зеркальному (ширина индикатрисы рассеяния носителей заряда $w \ll r^{3/2}/l\delta_{\perp}^{1/2}$), весьма велик вклад в высокочастотный ток электронов проводимости, «скользящих» вдоль поверхности образца и не покидающих скин-слой. При этом асимптотическое выражение для $\tilde{\sigma}_{yy}(k)$ при больших k имеет вид

$$\tilde{\sigma}_{yy}(k) = \frac{\omega_0^2}{\Omega(kr)^{1/2}(w + r/l)}. \quad (4.29)$$

С помощью дисперсионного уравнения (4.3) нетрудно определить глубину затухания электрических полей

$$\delta_{\perp} = \delta_0^{6/5} r^{-1/5} (w + r/l)^{2/5}; \quad \delta_{\parallel} = \delta_0 / \eta. \quad (4.30)$$

В области не слишком сильных магнитных полей, когда $\delta_{\perp} \ll r \ll l$, импеданс имеет минимум при $r = w/l$, а его положение однозначно определяет ширину индикатрисы рассеяния носителей заряда границей образца (рис. 3).

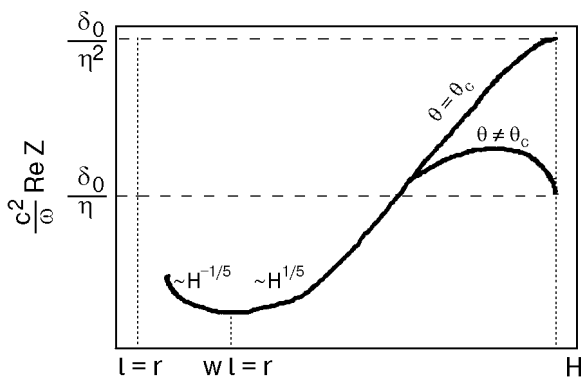


Рис. 3. Зависимость поверхностного импеданса от величины сильного магнитного поля ($r \ll l$), параллельного поверхности проводника $x_s = 0$. По положению минимума можно определить ширину индикатрисы рассеяния w носителей заряда поверхностью образца.

В условиях предельно аномального скин-эффекта, когда глубина проникновения в проводник электромагнитной волны является самым малым параметром задачи с размерностью длины (т.е. не только δ_{\perp} , но и δ_{\parallel} много меньше r и l) в магнитном поле, параллельном поверхности образца, при $w \ll r^{3/2}/l\delta_{\parallel}^{1/2}$ имеет место универсальное соотношение между δ_{\perp} и δ_{\parallel} [33]:

$$\delta_{\perp} = \delta_{\parallel} \eta^{4/5}. \quad (4.31)$$

Если $w \gg r^{3/2}/l\delta_{\perp}^{1/2}$ и $\delta_{\perp} \ll r \ll l$, то в высокочастотный ток вносят вклад в основном носители заряда, не взаимодействующие с поверхностью образца, а соотношение между δ_{\perp} и δ_{\parallel} имеет вид (4.7).

В промежуточном случае, когда $r^{3/2}/l\delta_{\parallel}^{1/2} \ll w \ll r^{3/2}/l\delta_{\perp}^{1/2}$, только δ_{\perp} существенно зависит от w при $w \geq r/l$:

$$\delta_{\parallel} = r^{1/3}(\delta_0/\eta)^{2/3}, \quad \delta_{\perp} = w^{2/5}\delta_0^{6/5}r^{-1/5}. \quad (4.32)$$

В отсутствие открытых электронных орбит электроны проводимости уносят информацию о поле в скин-слое в глубь проводника в виде узких всплесков, предсказанных Азбелем [41]. Перенос электромагнитного поля в глубь проводника и экранировку падающей волны у поверхности $x_s = 0$ осуществляют в основном носители заряда, движущиеся в фазе с волной почти параллельно поверхности образца. При $\eta \leq \delta/r$ почти все носители заряда участвуют в формировании всплесков электромагнитного поля [42]. Их интенсивность на расстояниях от поверхности образца, кратных диаметру электронной орбиты в направлении оси x , по порядку величины одинакова в бесстолкновительном пределе. Учет рассеяния электронов проводимости в объеме проводника приводит к затуханию поля во всплеске на расстояниях порядка длины свободного пробега носителей заряда. Таким образом, в условиях аномального скин-эффекта имеется два масштаба длин затухания электромагнитного поля. Помимо скин-глубины электромагнитное поле проникает в глубь образца на расстояние порядка длины свободного пробега носителей заряда.

При $\eta \gg \delta/r$ в формировании всплесков участвует лишь небольшая доля носителей заряда порядка $(\delta/r\eta)^{1/2}$, разброс диаметров орбит которых вблизи экстремального диаметра сравним с глубиной скин-слоя. В результате по мере удаления от поверхности $x_s = 0$ помимо экспоненциального множителя $\exp\{-x/l\}$, учитывающего затухание поля во всплеске на длине свободного пробега l , интенсивность каждого последующего

приобретает дополнительный малый множитель $(\delta/r\eta)^{1/2}$.

По мере приближения угла θ к $\pi/2$ замкнутые электронные орбиты становятся сильно вытянутыми вдоль оси x и, когда их диаметр в этом направлении превышает длину свободного пробега l , всплесковый механизм проникновения электромагнитного поля в глубь образца сменяется электронным переносом переменного поля в виде слабозатухающих квазиволн Ройтера—Зондгаймера [39,43–46].

4.3. Слабозатухающие волны Ройтера—Зондгаймера

Дрейф носителей заряда вдоль нормали к поверхности образца способствует переносу электромагнитного поля из скин-слоя в глубь проводника на расстояние, меньшее или порядка длины свободного пробега носителей заряда l . При $\theta = \pi/2$ даже в магнитном поле, параллельном поверхности $x_s = 0$, дрейф носителей заряда по открытым траекториям приводит к проникновению электромагнитного поля на расстояние $x \leq l$.

Для определения электрического поля в глубине образца с помощью обратного преобразования Фурье

$$E_j(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk E_j(k) \exp\{-ikx\} \quad (4.33)$$

аналитически продолжим $E_j(k)$ на всю комплексную k -плоскость и замкнем контур интегрирования в формуле (4.33) дугой сколь угодно большого радиуса в полуплоскости, где $\text{Im } k \geq 0$. Глубина скин-слоя определяется полюсами подынтегрального выражения в формуле (4.33), а слабозатухающие волны связаны с интегрированием вдоль линий разреза, проведенных из точки ветвления функции $E_j(k)$. Нетрудно убедиться, что компоненты тензора $\sigma_{ij}(k)$ при сколь угодно малых η обладают корневой особенностью вида

$$\sigma_{zz}(k) = (\omega_0^2 \eta^2 / v) \{(\alpha_+^2 - 1)^{-1/2} + (\alpha_-^2 - 1)^{-1/2}\}; \quad (4.34)$$

$$\Delta \sigma_{yy}(k) = v(\omega_0 / kv)^2 \{(kv/v)^2 + 1\}^{1/2}, \quad (4.35)$$

где ω_0 — частота плазменных колебаний носителей заряда, $v = v_x^{\text{max}} \cong v_F$, а $\alpha_{\pm} = i(kv \pm \Omega)/v$. При $\eta \ll 1$ изменение со временем скорости электронов v_x в магнитном поле $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ не превышает $v\eta^{1/2}$, так что вдали от седловых

точек поверхности Ферми носители заряда перемещаются в импульсном пространстве вдоль оси p_z почти без ускорения на расстояние, равное периоду элементарной ячейки, за время $T = 2\pi\hbar c / aeHv_x$. Здесь Ω в выражении для α_{\pm} равно $aeHv/hc$.

Аналогичной особенностью обладает также и ядро интегрального оператора $Q_{ij}(k, k')$ как функция k .

На расстояниях от поверхности образца, значительно превышающих либо $r = v/\Omega$, либо смещение электрона за период волны $2\pi v/\omega$, электромагнитное поле убывает пропорционально $x^{-3/2} \exp(-x/l)$. При $\Omega \gg \omega$ медленно убывающее переменное электрическое поле

$$E_z(x) = E_z(0)\eta^{-4/3} (c/\omega_0)^{4/3} (v/\omega)^{2/3} r^{-1/2} x^{-3/2} \times \exp\{ix/r - x/l\} \quad (4.36)$$

на больших расстояниях $x \gg r$ осциллирует с изменением H .

Затухание электрического поля $E_y(x)$ на длине свободного пробега носителей заряда при $\eta \ll 1$ имеет вид

$$E_y(x) = E_y(0)(c/\omega_0)^{4/3} (v/\omega)^{2/3} (v/v)^{1/2} x^{-3/2} \times \exp\{-x/l + ix\omega/v\}, \quad (4.37)$$

$v/\omega \ll x \ll v/\omega\eta$

и не содержит величины магнитного поля.

Осцилляционная зависимость $E_y(x)$ от величины магнитного поля проявляется лишь в малых поправках, пропорциональных η^2 .

При не малых η в отсутствие магнитного поля $\sigma_{yy}(k)$ и $\sigma_{zz}(k)$ обладают логарифмической особенностью при $k_1 = iv/v_1$ и $k_2 = iv/v_2$, где v_1 — скорость электрона в опорной точке поверхности Ферми в направлении оси x , а v_2 — проекция скорости v_x в седловой точке поверхности Ферми, где меняется связность линии $v_x = \text{const}$ [44]. При сколь угодно малых η эти точки ветвления компонент тензора высокочастотной электропроводности сближаются, и при $\eta = 0$ логарифмическая особенность сменяется корневой [47]. При малых η контур интегрирования в k -плоскости выберем вдоль линий разреза, проведенных из точек ветвления k_1 и k_2 параллельно мнимой оси, так, чтобы обойти сразу обе точки ветвления. Тогда электрическое поле $E_z(x)$ вдали от скин-слоя принимает следующий вид:

$$E_z(x) = -2E'_z(0) \left\{ \int_{k_1}^{k_1+i\infty} dk \left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{4\pi i \omega}{c^2} \sigma_{zz1}(k) \right]^{-1} \exp(ikx) + \int_{k_2+i\infty}^{k_2} dk \left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{4\pi i \omega}{c^2} \sigma_{zz2}(k) \right]^{-1} \exp(ikx) \right\}. \quad (4.38)$$

Интегралом вдоль линий, соединяющих точки ветвления k_1 и k_2 , можно пренебречь; $\sigma_{zz1}(k)$ — значение функции $\sigma_{zz}(k)$ на левом берегу разреза, проведенного из точки k_1 , а $\sigma_{zz2}(k)$ — на правом берегу разреза, проведенного из точки k_2 . Для определенности полагаем, что v_1 больше v_2 . Если не учитывать анизотропию закона дисперсии носителей заряда (2.1) в плоскости слоев, то диагональные компоненты тензора высокочастотной электропроводности при $k_1 \leq k \leq k_2$ имеют вид

$$\sigma_{yy}(k) = \frac{\omega_0^2}{\pi^3} \int_0^\pi d\alpha \int_0^{\pi/2} d\varphi \frac{\sin^2 \varphi}{v + ikv \cos \varphi (1 + \eta \cos \alpha)^{1/2}}, \quad (4.39)$$

$$\sigma_{zz}(k) = \frac{\omega_0^2 \eta^2}{\pi^3} \int_0^\pi \sin^2 \alpha d\alpha \int_0^{\pi/2} d\varphi \frac{1}{v + ikv \cos \varphi (1 + \eta \cos \alpha)^{1/2}}. \quad (4.40)$$

Легко заметить, что при $\eta \ll 1$ компонента высокочастотной электропроводности $\sigma_{zz}(k)$ пропорциональна $(v + ikv)^{-1/2}$, а $\sigma_{yy}(k)$ пропорциональна $(v + ikv)^{1/2}$, т.е. при $k = iv/v$ обе они обладают корневой особенностью. В случае не малой гофрировки поверхности Ферми, когда $\eta \cong 1$, вместо корневой особенности возникает логарифмическая особенность при $k = iv/v(1 + \eta)^{1/2}$ и $k = iv/v(1 - \eta)^{1/2}$. После интегрирования по φ подынтегральные выражения в (4.39) и (4.40) обладают корневой особенностью при $k = iv/v(1 + \eta \cos \alpha)^{1/2}$. В результате несложных вычислений получаем следующее выражение для слабозатухающей компоненты электрического поля на больших расстояниях от скин-слоя:

$$E_y(x) = E_y(0)(c/\omega_0)^{4/3}(v/\omega)^{2/3}x^{-3/2}(v/v)^{1/2} \times \int_0^\pi d\alpha \exp \left\{ -\frac{vx}{v(1 + \eta \cos \alpha)^{1/2}} \right\}. \quad (4.41)$$

Электрическое поле вдоль нормали к слоям на больших расстояниях от поверхности образца описывается такой же формулой, если в интеграле по α дописать множитель $\eta^{-4/3} \sin^2 \alpha$. При

$x \gg v/\omega\eta$ подынтегральное выражение в формуле (4.41) является быстроосциллирующей знакопеременной функцией и основной вклад в этот интеграл вносят небольшие окрестности вблизи точек стационарной фазы $\alpha = (0, \pi)$. В результате несложных вычислений получаем

$$E_y(x) = E_y(0)(c/\omega_0)^{4/3}(v/\omega)^{2/3}x^{-2}\eta^{-1/2} \times \left[\exp \left\{ -\frac{vx}{v(1 + \eta)^{1/2}} \right\} + \exp \left\{ -\frac{vx}{v(1 - \eta)^{1/2}} \right\} \right], \quad x \gg v/\omega\eta. \quad (4.42)$$

В приведенных выше формулах несущественные численные множители порядка единицы опущены. Предэкспоненциальный множитель в формуле (4.42) обратно пропорционален x^2 , как и в обычных металлах. Такое асимптотическое поведение в квазидвумерных проводниках имеет место лишь в области больших частот, когда $\omega t \geq 1/\eta$. Существенно различные асимптомы электрических полей при таких частотах можно понять, проследив за фазой волны, уносимой из скин-слоя электронами проводимости с различной проекцией скорости v_x . В момент времени t электроны переносят на расстояние x информацию об

электромагнитной волне, фаза которой запаздывает на величину $\omega\Delta t = \omega x/v_x$. После усреднения по различным значениям v_x по формуле

$$E(x) \sim \int dv_x \exp\{-i\omega t + i\omega x/v_x\} \quad (4.43)$$

нетрудно заметить, что слабозатухающую волну, распространяющуюся со скоростью электронов в опорной точке поверхности Ферми v_1 , формируют носители заряда, скорость которых v_x отличается от v_1 на величину $\Delta v_x \leq v_1^2/\omega x$. Если $v_1 - v_2 \equiv v\eta$ меньше Δv_x , т.е. $x \leq v/\omega\eta$, то для $E_y(x)$ справедлива формула (4.37), а в обратном предельном случае, когда $\Delta v_x \ll v\eta$, электроны из небольших окрестностей на поверхности Ферми вблизи седловой и опорной точек формируют слабозатухающие волны, описываемые формулой (4.42).

В магнитном поле наиболее быстро движутся в глубь образца носители заряда, принадлежащие одному из «берегов» центрального открытого сечения поверхности Ферми, на котором скорость v_x периодически изменяется со временем в интервале между v_2 и v_1 . Слабозатухающие волны распространяются со скоростью, равной экстремальному значению \bar{v}_x , и описываются формулами (4.36) и (4.37).

Аналогичный вид имеют слабозатухающие волны и в магнитном поле, отклоненном от плоскости слоев. Если магнитное поле расположено в плоскости xy , т.е. $\theta = \pi/2$, то при ϕ , существенно отличном от нуля, слабозатухающая волна распространяется со скоростью \bar{v}_x , равной скорости дрейфа носителей заряда, принадлежащих открытому сечению поверхности Ферми, на котором содержится опорная точка вдоль оси p_x . Асимптота электрического поля $E_y(x)$ имеет вид (4.37), а осцилляционная зависимость от величины магнитного поля, ортогонального оси гофрированного цилиндра, по-прежнему проявляется лишь в малых добавках, пропорциональных η^2 .

При распространении электромагнитных волн вдоль нормали к слоям (вдоль оси z) носители заряда способны унести информацию о поле в скин-слое в глубь образца лишь на расстояние порядка $l\eta$, которое только при не очень малых значениях η превосходит глубину скин-слоя.

Слабозатухающую компоненту электрического поля нетрудно определить с помощью соотношения (4.33), в котором следует заменить x на z . Не нарушая общности решения данной задачи, в выражении (2.1) для $\epsilon(\mathbf{p})$ ограничимся лишь первыми двумя слагаемыми, полагая $\epsilon_1(p_x, p_y)$ постоянной величиной, равной $\eta v_0 h/a$, где v_0 по

порядку величины совпадает с характерной фермиевской скоростью носителей заряда вдоль слоев v_F .

Если магнитное поле ортогонально слоям, то компоненты Фурье тензора электропроводности $\sigma_{ij}(k)$ принимают следующий вид:

$$\sigma_{ij}(k) = \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3} \times \sum_n \int dp_z 2\pi m^* \frac{v_i^{(-n)} v_j^{(n)}}{v + ikv_F \eta \sin(ap_z/\hbar) + in\Omega} \quad (4.44)$$

После несложных вычислений получаем

$$\sigma_{ij}(k) = \omega_0^2 \sum_n C_{ij}^{(n)} \{(kv_0\eta)^2 + (\gamma_n\Omega)^2\}^{-1/2}, \quad (4.45)$$

где $\gamma_n = \gamma + in$, $v^{(n)} = \frac{1}{T} \int_0^T dt v_i(t, p_z) \exp(-in\Omega t)$,

а $C_{ij}^{(n)}$ — численные множители порядка единицы.

При $i = j$ все они вещественны и положительны, а в холловских недиссипативных компонентах, как правило, они мнимые и меняют знак при инверсии i и j , так что в достаточно сильном магнитном поле при $\Omega \gg kv_0\eta$ возникает геликоидальная волна, затухающая на расстояниях $l_{\text{hel}} = \delta_0(\Omega\tau)^{3/2}$.

При не слишком больших магнитных полях, когда $k\eta \geq 1$, недиссипативные холловские компоненты Фурье $\sigma_{ij}(k)$ имеют такой же порядок величины, что и диссипативные диагональные компоненты, и все они обладают корневой особенностью при $k = k_{\pm} = (\omega \pm \Omega + i/\tau)/(v_F \eta)$. В этой области магнитных полей электромагнитное поле проникает в глубь образца только в виде квази-волны Ройтера — Зондгаймера

$$\mathbf{E}(z) = \mathbf{E}(0) \left(\frac{c}{\omega_0}\right)^{4/3} \left(\frac{v\eta}{\omega}\right)^{1/6} z^{-3/2} \exp\{ik_{\pm} z\}, \quad (4.46)$$

$z \gg v\eta/\omega$.

4.4. Циклотронный резонанс

Во всех синтезированных к настоящему времени органических проводниках длина свободного пробега носителей заряда l невелика ($l \leq 10$ мкм), так что частота электромагнитных волн в радио- и СВЧ диапазонах значительно меньше частоты

столкновений электронов $1/\tau$ и учет временной дисперсии при определении скин-глубины не существен. Однако в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах частота электромагнитной волны при достаточно низких температурах может быть сравнимой с частотой столкновений носителей заряда и взаимодействие с электромагнитным полем электронов проводимости носит резонансный характер, когда частота волны ω равна или кратна Ω — частоте их обращения в магнитном поле.

В магнитном поле, ортогональном поверхности образца $z_s = 0$, циклотронный резонанс возможен на кратных частотах $\omega = n\Omega$ в случае существенно анизотропного спектра носителей заряда в плоскости слоев. Форму резонансной кривой нетрудно определить, воспользовавшись выражением (4.45) для $\sigma_{ij}(k)$. Резонанс наступает при $r\eta \ll \delta_0$, но особенно ярко проявляется, когда $l\eta \leq \delta_0$. Если при этом $l\eta \ll r$, то все носители заряда с квазидвумерным энергетическим спектром участвуют в формировании резонансного эффекта. В случае изотропного спектра носителей заряда в плоскости слоев, т.е. когда $\epsilon_0(p_x, p_y) = \epsilon_0(p_\perp)$, где $p_\perp = (p_x^2 + p_y^2)^{1/2}$, имеется лишь одно резонансное значение магнитного поля, удовлетворяющее условию $\omega = \Omega$.

Приведя тензор $\sigma_{ij}(k)$ к диагональному виду, получим следующее выражение для диагональных компонент поверхностного импеданса:

$$Z_\mu = -\frac{8i\omega}{c^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k^2 - 4\pi i \omega c^{-2} \sigma_\mu(k)}. \quad (4.47)$$

При выполнении благоприятных условий для циклотронного резонанса, а именно $l\eta \ll \{r, \delta_0\}$, резонансное значение импеданса равно $Z_\mu^{\text{res}} = 8\pi\omega\delta_0/c^2$, а ширина резонансной линии $(H - H^{\text{res}})/H^{\text{res}} \cong \gamma$. Вдали от резонанса $Z_\mu \cong \gamma^{-1} Z_\mu^{\text{res}}$. Если $l\eta \geq \delta_0$, то оба слагаемых в фигурных скобках формулы (4.45) имеют одинаковый порядок величины и резонансная линия оказывается «размытой».

Обнаружение циклотронного резонанса на кратных частотах позволило бы детально проанализировать энергетический спектр носителей заряда, однако для наблюдения этого эффекта необходимы достаточно большие длины пробега носителей заряда. Обнаруженный в [6] циклотронный резонанс в $(\text{BEDT-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$ лишь при одном резонансном значении магнитного поля еще не свидетельствует в пользу изотропии спектра носителей заряда в плоскости слоев.

Информация о законе дисперсии носителей заряда в этом соединении может быть прояснена с помощью исследования резонанса Азбеля–Канера [48] в магнитном поле, параллельном поверхности образца, когда циклотронный резонанс на кратных частотах имеет место при любом виде электронного энергетического спектра.

5. Распространение акустических волн

При вычислении поглощения звука в обычных металлах учет электромагнитных полей, сопровождающих звуковую волну, существен в области достаточно сильных магнитных полей, когда радиус кривизны траекторий носителей заряда r много меньше не только их длины свободного пробега, но и длины звуковой волны k^{-1} . Если же выполнено неравенство

$$1 \ll kr \ll kl, \quad (5.1)$$

затухание звука в металле определяется в основном деформационным механизмом, связанным с перенормировкой энергии электронов в поле волны. В низкоразмерных проводниках роль электромагнитных полей, возбужденных звуком, оказывается существенной в более широкой области магнитных полей, включая поля, удовлетворяющие неравенству (5.1). В этой области магнитных полей коэффициент поглощения звука Γ испытывает осцилляции с изменением обратной величины магнитного поля. Если магнитное поле ортогонально волновому вектору \mathbf{k} , а траектории зарядов в импульсном пространстве являются замкнутыми, то в обычном металле амплитуда осцилляций невелика по сравнению с плавно меняющейся частью Γ , поскольку осцилляции формируются с помощью небольшой группы носителей заряда с диаметрами орбит, близкими к экстремальному диаметру. Этот эффект, предсказанный Пиппардом [49], связан с периодическим повторением условий эффективного взаимодействия заряда со звуковой волной, когда число длин волн, приходящееся на диаметр электронной орбиты, меняется на единицу. Если векторы \mathbf{k} и \mathbf{H} не ортогональны друг другу, то при любой форме поверхности Ферми средняя скорость заряда вдоль направления распространения звука отлична от нуля, т.е. имеет место дрейф вдоль направления распространения волны. Наличие точек, где взаимодействие с волной наиболее эффективно на такой траектории, приводит к резонансной зависимости коэффициента поглощения звука от обратной величины магнитного поля. В обычных металлах периодические изменения Γ с $1/H$, не связанные с квантованием движения носителей

заряда, амплитуда которых намного превышает минимальное значение Γ , возможны лишь при наличии дрейфа вдоль \mathbf{k} [50].

В отличие от обычного металла в формировании осцилляций Пиппарда в низкоразмерных проводниках вовлечены практически все носители заряда на поверхности Ферми, так как диаметры их орбит близки по величине. В результате амплитуда периодических изменений с $1/H$ электропроводности и других акустоэлектронных коэффициентов резко возрастает и поглощение носит резонансный характер [51–54]. При этом даже правильный порядок величины коэффициента поглощения звука не может быть получен без корректного учета электромагнитных полей.

5.1. Продольная волна, распространяющаяся вдоль слоев

Рассмотрим продольную акустическую волну ($\mathbf{u} = (u, 0, 0)$), распространяющуюся вдоль слоев в квазидвумерном проводнике, помещенном в магнитное поле \mathbf{H} . С помощью формул (3.19)–(3.21) система уравнений (3.18) после исключения поля \tilde{E}_x примет вид

$$\begin{aligned} (\tilde{a}_{yx} k\xi + iH_z/c)\omega u + (\xi\tilde{\sigma}_{yy} - 1)\tilde{E}_y + \xi\tilde{\sigma}_{yz}\tilde{E}_z &= 0, \\ (\tilde{a}_{zx} k\xi - iH_z/c)\omega u + \xi\tilde{\sigma}_{zy}\tilde{E}_y + (\xi\tilde{\sigma}_{zz} - 1)\tilde{E}_z &= 0, \\ (\omega^2 - s^2k^2)\rho u + [ik\tilde{c}_{xx} + c^{-1}(\tilde{a}_{yx}H_z - \tilde{a}_{zx}H_y)]k\omega u &+ \\ + [ik\tilde{b}_{xy} + c^{-1}(\tilde{\sigma}_{yy}H_z - \tilde{\sigma}_{zy}H_y)]\tilde{E}_y + & \\ + [ik\tilde{b}_{xz} + c^{-1}(\tilde{\sigma}_{yz}H_z - \tilde{\sigma}_{zz}H_y)]\tilde{E}_z &= 0, \end{aligned} \quad (5.2)$$

где $s = (\lambda_{xxxx}/\rho)^{1/2}$, $\xi = 4\pi i\omega/(k^2c^2 - \omega^2)$,

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{\alpha\beta} &= \sigma_{\alpha\beta} - \frac{\sigma_{\alpha x}\sigma_{x\beta}}{\sigma_{xx}}, \quad \tilde{a}_{\alpha j} = a_{\alpha j} - \frac{a_{xj}\sigma_{\alpha x}}{\sigma_{xx}}, \\ \tilde{b}_{i\beta} &= b_{i\beta} - \frac{b_{ix}\sigma_{x\beta}}{\sigma_{xx}}, \quad \tilde{c}_{ij} = c_{ij} - \frac{b_{ix}a_{xj}}{\sigma_{xx}}, \\ \alpha, \beta &= y, z. \end{aligned}$$

При $\omega\tau \ll 1$ корень дисперсионного уравнения, описывающий звуковую волну, близок к ω/s , и мы можем представить его в виде

$$k = \omega/s + k_1. \quad (5.3)$$

В случае слабой гофрировки поверхности Ферми ($\eta \ll 1$) выражение для k_1 имеет вид

$$\begin{aligned} k_1 &= \frac{ik^2}{2\rho s} \frac{1}{1 - \xi\tilde{\sigma}_{yy}} \left\{ \xi(\tilde{a}_{yx}\tilde{b}_{xy} - \tilde{c}_{xx}\tilde{\sigma}_{yy}) + \right. \\ &+ \left. [\tilde{c}_{xx} - i(\tilde{a}_{yx} - \tilde{b}_{xy})] \frac{H_z}{kc} + \tilde{\sigma}_{yy} \frac{H_z^2}{k^2c^2} \right\} \Big|_{k=\omega/s}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Векторы \mathbf{H} и \mathbf{k} ортогональны друг другу. В магнитном поле $\mathbf{H} = (0, H \sin \theta, H \cos \theta)$, ортогональном направлению распространения волны, решение кинетического уравнения в представлении Фурье можно записать в виде

$$\Psi = \frac{\int_{t-T}^t dt' g(t') \exp\{i\mathbf{k}[x(t') - x(t)] + v(t' - t)\}}{1 - \exp(-vT)} \equiv \hat{R}g, \quad (5.5)$$

где T – период обращения зарядов в магнитном поле. В области магнитных полей, где выполнено неравенство (5.1), наиболее эффективно взаимодействуют со звуковой волной те носители заряда, которые движутся в фазе с волной. Они вносят основной вклад в компоненты акустоэлектронных тензоров, которые нетрудно вычислить с помощью метода стационарной фазы. Амплитуда их осцилляций с $1/H$ велика, если параметр квазидвумерности η удовлетворяет условию $k\eta \ll 1$, при котором разброс диаметров электронных орбит $\Delta D \equiv 2r\eta$ становится много меньше длины звуковой волны. Пусть за период движения T заряд проходит две точки стационарности, в которых $kv_x = \omega$. Тогда при $\eta \rightarrow 0$ для σ_{yy} и a_{yx} справедливы выражения [55]

$$\begin{aligned} \sigma_{yy}(k) &= (G/kD)(1 - \sin kD); \\ a_{yx}(k) &= -i(G\Lambda_{xx}/evkD) \cos kD, \end{aligned} \quad (5.6)$$

где $D = cD_p/(eH \cos \theta)$, а D_p – усредненный диаметр поверхности Ферми вдоль оси p_y ; $G = 4vD_p e^2\tau/[ac(2\pi\hbar)^2]$; Λ_{xx} – значение величины $\Lambda_{xx}(\mathbf{p})$ в точках стационарной фазы.

Легко убедиться, что величина $\tilde{\sigma}_{yy}$ в основном определяется компонентой σ_{yy} , а значит, знаменатель в формуле (5.4) для k_1 существенно уменьшается при $kD = 2\pi(n + 1/4)$. Это приводит к появлению резких максимумов коэффициента поглощения звука Γ , которые повторяются с периодом

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2\pi e \cos \theta}{kcD_p} \quad (5.7)$$

Высота этих резонансных пиков

$$\Gamma_{\text{res}} = \frac{\omega\tau}{D} = \frac{\omega}{v} \Omega\tau \quad (5.8)$$

пропорциональна H при $l \ll kr^2$.

Вне резонанса (в областях, где $\sin kD$ существенно отличается от единицы) находятся области высокой акустической прозрачности, где коэффициент поглощения имеет вид

$$\Gamma = \frac{\omega\tau}{D} \left[\left(\frac{D}{l}\right)^2 + (kD\eta)^2 \right] \quad (5.9)$$

Нетрудно получить явные выражения для Γ при произвольном $kr\eta$. Рассмотрим для примера слоистый квазидвумерный проводник, для которого закон дисперсии носителей заряда имеет вид

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{m} + \eta \frac{h}{a} v_0 \cos\left(\frac{ap_z}{h}\right), \quad v_0 = 2\epsilon_F/m, \quad (5.10)$$

а компоненты тензора деформационного потенциала $\Lambda_{ik}(\mathbf{p})$ могут быть представлены в форме

$$\Lambda_{ik}(\mathbf{p}) = \Lambda_{ik}^{(0)}(\mathbf{p}) + \eta L_{ik} \cos\left(\frac{ap_z}{h}\right), \quad (5.11)$$

где

$$\Lambda_{ik}^{(0)}(\mathbf{p}) = -\frac{1}{m} \begin{bmatrix} p_x^2 - m\epsilon_F & p_x p_y & 0 \\ p_x p_y & p_y^2 - m\epsilon_F & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

причем компоненты матрицы L_{ik} по порядку величины совпадают с энергией Ферми.

Приведем выражения для некоторых компонент акустоэлектронных тензоров, полученные в основном приближении по малым параметрам $\gamma = (\Omega\tau)^{-1}$ и $(kD)^{-1}$, когда магнитное поле ортогонально слоям [52,53]:

$$\sigma_{yy} = \frac{4Ne^2}{mv\pi kD} [1 - J_0(\zeta) \sin kD],$$

$$\sigma_{yx} = -\sigma_{xy}^{(2)} = \frac{4Ne^2}{mv\pi kD} J_0(\zeta) \cos kD, \quad (5.12)$$

$$c_{xx} = \frac{Nm v_0}{v\pi kD} [1 + J_0(\zeta) \sin kD],$$

где N – плотность носителей заряда с квазидвумерным законом дисперсии; J_0 – функция Бесселя от $\zeta = kR\eta$; $R = 2hc/(eHd)$. Диаметр электронной орбиты D в рассматриваемом случае имеет вид $D = 2cv_0m/(eH)$.

При $\zeta \gg 1$ гофрировка поверхности Ферми достаточно велика и коэффициент поглощения ведет себя так же, как и в обычном изотропном металле:

$$\Gamma = \Gamma_0 \Omega_0 \tau \left[1 + \left(\frac{2}{\pi\zeta}\right)^{1/2} \cos\left(\zeta - \frac{\pi}{4}\right) \sin(kD) \right] \Bigg|_{k=\omega/s}, \quad (5.13)$$

где $\Omega_0 = eH/(mc)$; $\Gamma_0 = Nm\omega_0 v_0/(4\pi\tau s^2)$ – коэффициент поглощения энергии звуковых волн в отсутствие магнитного поля.

При $\zeta \ll 1$ проявляется специфика квазидвумерного проводника и для Γ справедливо выражение

$$\Gamma = \Gamma_0 \Omega_0 \tau \operatorname{Re} \left[\frac{(\pi\gamma)^2 + \zeta^2/2 + i\mu[1 + \sin kD]}{1 - \sin kD + (\pi\gamma)^2/2 + \zeta^2/2 + 9/8(kD)^{-2} + i\mu} \right] \Bigg|_{k=\omega/s}, \quad (5.14)$$

где $\mu = \pi v_0 c^2 \omega / (2s^3 \omega_0^2 \Omega \tau)$, ω_0 – частота плазменных колебаний. Если ее значение сравнимо с величиной, характерной для обычного металла ($10^{15} - 10^{16} \text{ с}^{-1}$), то параметр μ в области ультразвуковых частот достаточно мал и периодические изменения $\Gamma(1/H)$ имеют вид гигантских резонансных осцилляций (рис. 4). Такое поведение Γ характерно для любого проводника с квазидвумерным законом дисперсии носителей заряда.

Векторы \mathbf{H} и \mathbf{k} не ортогональны друг другу. В случае, когда магнитное поле $\mathbf{H} = (H \sin \varphi, 0, H \cos \varphi)$ не ортогонально вектору \mathbf{k} , среднее значение за период проекции скорости вдоль направления волнового вектора \bar{v}_x отлично от нуля, и решение кинетического уравнения имеет вид

$$\psi = \frac{\int_{t-T}^t dt' g(t') \exp \{ik[x(t') - x(t)] + v(t' - t)\}}{1 - \exp[-vT - ik\bar{v}_x T]} \equiv \hat{R}g. \quad (5.15)$$

Как следует из уравнения движения (3.9) заряда с законом дисперсии (2.1), для усредненных по периоду движения T компонент его скорости справедливо соотношение

$$\bar{v}_x = \text{tg } \varphi \bar{v}_z; \quad \bar{v}_\alpha = \frac{1}{T} \int_0^T v_\alpha(t_H) dt_H. \quad (5.16)$$

Смещение электрона за период движения вдоль волнового вектора равно

$$\begin{aligned} \bar{v}_x T &= -\text{tg } \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{h} \int_0^T dt \varepsilon_n(t, p_H) \sin \frac{anp_z}{h} = \\ &= -\text{tg } \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{h} \int_0^T dt \varepsilon_n(t, p_H) \sin \left\{ \frac{anp_H}{h \cos \theta} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{h} anp_x(t, p_H) \text{tg } \varphi \right\}. \end{aligned} \quad (5.17)$$

Если учесть, что p_x и p_y , а следовательно, и ε_n слабо зависят от интеграла движения в магнитном поле $p_H = p_x \sin \varphi + p_z \cos \varphi$, то в основном приближении по малому параметру квазидвумерности электронного энергетического спектра η скорость дрейфа электронов вдоль \mathbf{k} принимает следующий вид:

$$\bar{v}_x = -\text{tg } \varphi \text{Im} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{h} \exp \left\{ \frac{ianp_H}{h \cos \varphi} \right\} I_n(\text{tg } \varphi), \quad (5.18)$$

где

$$I_n(\text{tg } \varphi) = \frac{1}{T} \int_0^T dt \varepsilon_n(t) \exp \left\{ -\frac{i}{h} anp_x(t) \text{tg } \varphi \right\}. \quad (5.19)$$

Приведенные соотношения справедливы при $\Omega\tau \equiv eH\tau \cos \varphi / mc \gg 1$, т.е. когда $\cos \varphi$ существенно отличается от нуля.

Легко заметить, что главное слагаемое в формуле (5.18), пропорциональное $I_1(\text{tg } \varphi)$, при не-

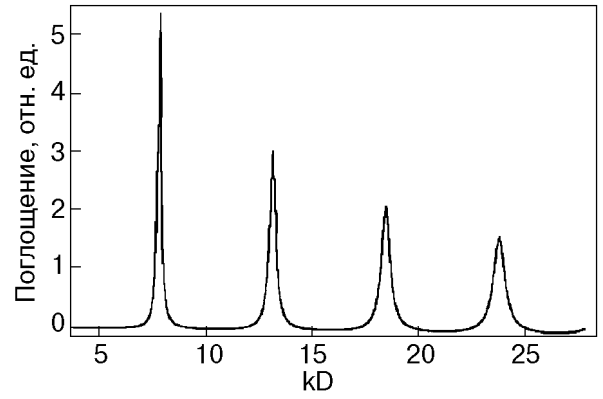


Рис. 4. Зависимость поглощения продольной звуковой волны от обратной величины магнитного поля $D \propto 1/H$ в относительных единицах.

которых значениях $\text{tg } \varphi$ обращается в нуль и вблизи нулей функции $I_1(\text{tg } \varphi)$ имеется множество значений угла $\varphi = \varphi_c$, при которых скорость дрейфа носителей заряда вдоль волнового вектора звука \bar{v}_x совпадает со скоростью распространения акустической волны s и их взаимодействие с волной наиболее эффективно. В результате следует ожидать наличие узких максимумов в зависимости декремента затухания звуковых волн от угла φ .

Воспользовавшись методом стационарной фазы, нетрудно вычислить компоненты акустоэлектронных тензоров и при наличии дрейфа электронов вдоль \mathbf{k} . Например, в случае закона дисперсии носителей заряда (5.10) для σ_{yy} при малых η получим

$$\begin{aligned} \sigma_{yy} &= \frac{4Ne^2}{\pi m v k D} \left\{ \frac{1 - \sin kD}{(1 + \alpha^2)^{1/2}} + \frac{(\pi\gamma)^2}{3} \left(1 + \frac{1}{2} \sin kD \right) + \right. \\ &\quad \left. + \pi\gamma \sin kD \left(1 - \frac{1}{(1 + \alpha^2)^{1/2}} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Здесь $D = 2v_0/\Omega$, $\alpha = k l \eta \text{tg } \varphi J_0(ah^{-1}mv \text{tg } \varphi)$. Компонента σ_{yy} осциллирует с обратным магнитным полем, а ее сложная периодическая зависимость от угла φ описывается с помощью величины α . Остальные акустоэлектронные коэффициенты ведут себя аналогичным образом.

При $\alpha\gamma \ll 1$ нетрудно получить следующее выражение для k_1 [56,57]:

$$\begin{aligned} k_1 &= \frac{i\omega N m v}{4\pi r s^2} \times \\ &\times \frac{2\pi \sin^2 kD [1 - (1 + \alpha^2)^{-1/2}] + \pi^2 \gamma}{1 - \sin kD + [(\pi\gamma)^2/2](1 + \alpha^2)^{1/2} + \pi\gamma[(1 + \alpha^2)^{1/2} - 1]}. \end{aligned} \quad (5.21)$$

Если $\alpha \ll 1$, то

$$k_1 = \frac{i\omega N m v}{4\pi r s^2} \frac{\pi \alpha^2 \sin^2 kD + \pi^2 \gamma}{1 - \sin kD + (\pi \gamma)^2/2 + \pi \gamma \alpha^2/2} \quad (5.22)$$

При $\gamma^{1/2} \ll \alpha \ll 1$ осциллирующие члены превосходят плавно меняющиеся слагаемые не только в знаменателе, но и в числителе выражения (5.21). Это приводит к гигантским осцилляциям коэффициента поглощения звука $\Gamma = \text{Im } k_1$ как с величиной обратного магнитного поля, так и угла φ между \mathbf{H} и \mathbf{n} . В случае, когда смещение носителей заряда вдоль \mathbf{k} за время их свободного пробега много больше длины звуковой волны, эти осцилляции также имеют место. Тогда для k_1 справедливо выражение

$$k_1 = \frac{i\omega N m v}{4\pi r s^2} \frac{2\pi \sin^2 kD + \pi^2 \gamma}{1 - \sin kD + \pi \gamma}, \quad 1 \ll \alpha \ll 1/\gamma. \quad (5.23)$$

Таким образом, наличие даже небольшого смещения носителей заряда вдоль \mathbf{k} существенно влияет на поглощение звука Γ . При $\sin kD = 1$ функция $\Gamma(H)$ достигает максимального значения

$$\Gamma_{\max} = \frac{\Gamma_0 \Omega \tau}{(1 + \alpha^2)^{1/2}} \quad (5.24)$$

Небольшое отклонение $\sin kD$ от единицы приводит к резкому уменьшению величины Γ , которая имеет минимум $\Gamma_{\min} = \Gamma_0/\Omega\tau$ при $\sin kD = -1$, если $\alpha^2 \ll \gamma \ll 1$. При $\gamma \leq 3\alpha^2/2 \ll 1$ минимум $\Gamma(H)$ смещается в сторону значений H , при которых $\sin kD$ близок к нулю, и при $\sin kD = -1$ функция $\Gamma(H)$ имеет локальный максимум $\Gamma = \Gamma_0 \alpha^2$. Этот максимум возрастает с ростом α и при $\alpha \geq 1$ достигает Γ_0 — значения коэффициента затухания звука в отсутствие магнитного поля. В то же время основной максимум уменьшается с ростом α и приближается к локальному максимуму. При $\sin kD = -1$ коэффициент поглощения осциллирует с большой амплитудой, превышающей минимальное значение Γ в $\Omega\tau$ раз.

Зависимости коэффициента поглощения от величины $h = H_0/H$ ($H_0 = 2\omega v_0 m c/se$) и от $\text{tg } \varphi$ представлены на рис. 5–7.

Нетрудно убедиться, что описанная выше зависимость Γ от $1/H$ и $\text{tg } \varphi$ остается справедливой и при произвольном виде квазидвумерного электронного энергетического спектра. Если на орбите электрона имеется всего две точки стационарной фазы, то величина $D = cD_p/eH$ определяется диаметром D_p поверхности Ферми в направлении, ортогональном векторам \mathbf{k} и \mathbf{H} .

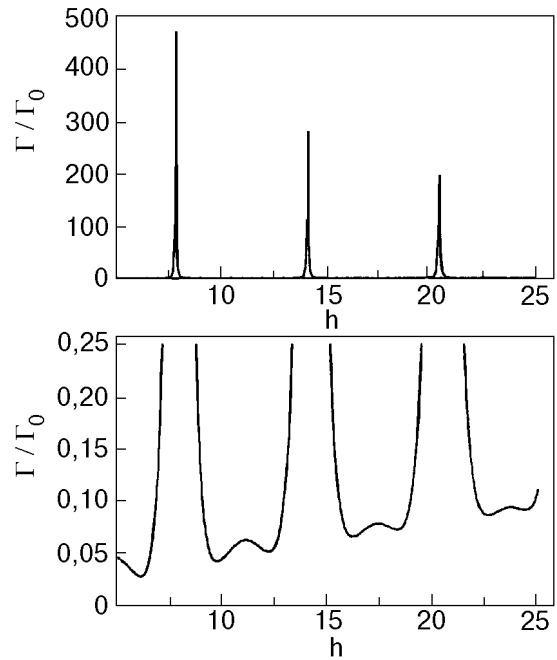


Рис. 5. Зависимость поглощения Γ/Γ_0 от $h = H_0/H$ ($H_0 = 2\omega s m v_0/e s$) при $kl = 10^3$, $\eta = 10^{-2}$, $x = \text{tg } \varphi = 1,5 \cdot 10^{-2}$. Нижний и верхний рисунки отличаются масштабом.

Заметное проявление влияния дрейфа носителей заряда на осцилляционную зависимость Γ от $1/H$ при ультразвуковых частотах ($\omega \cong 10^8 \text{ c}^{-1}$) обусловлено определенными требованиями. В частности, необходимо использовать совершенные образцы с большой длиной свободного пробега носителей заряда и сильные магнитные поля

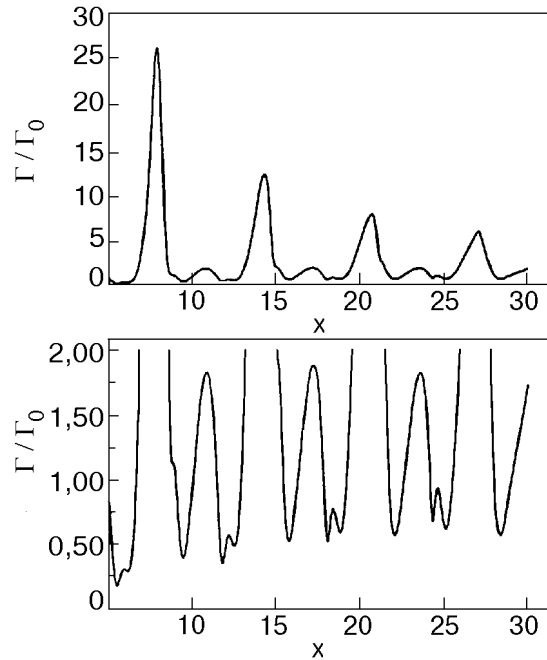


Рис. 6. Зависимость поглощения Γ/Γ_0 от $x = \text{tg } \varphi$ при $kl = 10^2$, $\eta = 10^{-2}$. Нижний и верхний рисунки отличаются масштабом.

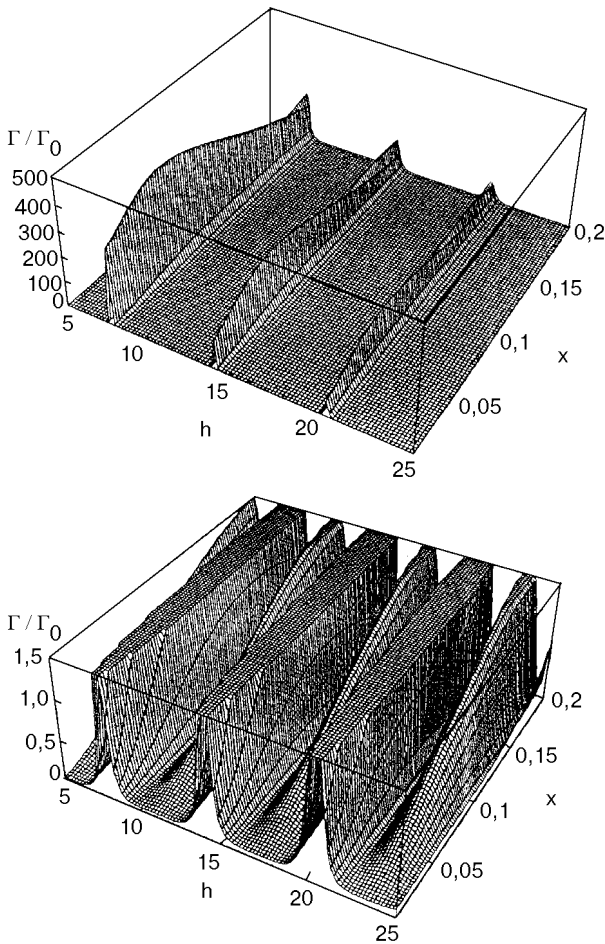


Рис. 7. Зависимость поглощения Γ/Γ_0 от h и $x = \text{tg } \varphi$ при $kl = 10^3$, $\eta = 10^{-2}$. Нижний и верхний рисунки отличаются масштабом.

порядка 10 Тл. В этой области магнитных полей эффект Шубникова–де Гааза ярко проявляется в соединениях тетраафульвалена, что свидетельствует о том, что условие $\Omega\tau \gg 1$ выполнено и в то же время расстояние между квантованными уровнями энергии электрона много меньше не только энергии Ферми, но и величины $\eta\varepsilon_F$. В этих условиях квазиклассическое описание неравновесных процессов справедливо. В более сильных магнитных полях учет квантования электронных энергетических уровней становится существенным, но описанные эффекты также должны наблюдаться.

Наличие квазиодномерной группы носителей заряда. Чтобы выяснить роль квазиодномерной группы носителей заряда в затухании акустических волн, рассмотрим наиболее простую модель энергетического спектра двухзонного проводника. Пусть для одной группы носителей заряда справедлив закон дисперсии (5.10), а другая группа обладает квазиодномерным законом дисперсии вида

$$\varepsilon_1(\mathbf{p}) = \pm \mathbf{pN}v_1 + \eta_1 \frac{h}{a} v_1 \cos\left(\frac{anp_z}{h}\right). \quad (5.25)$$

Здесь $\eta_1 \ll 1$; v_1 — скорость электрона с энергией Ферми на квазиодномерном листе поверхности Ферми. Вектор $\mathbf{N} = (\cos \beta, \sin \beta, 0)$ ориентирован в плоскости слоев и составляет угол β с направлением распространения волны.

Теперь при вычислении акустоэлектронных тензоров интегрирование в формулах (3.21) должно быть проведено по всем листам поверхности Ферми, и каждая компонента представляет собой сумму вкладов квазидвумерной и квазиодномерной ($\sigma_{ij}^{(1)}$, $a_{ij}^{(1)}$, $b_{ij}^{(1)}$, $c_{ij}^{(1)}$) групп носителей заряда.

Наличие выделенного преимущественного направления скоростей носителей заряда квазиодномерной группы проявляется в зависимости их деформационного потенциала $\Lambda_{ij}^{(1)}$ от угла β . Если деформация кристалла не приводит к перераспределению зарядов между электронными группами, то естественно предположить, имея в виду соотношение (3.12), что $\Lambda_{ij}^{(1)}$ обращается в нуль в основном приближении по малому параметру η_1 . Если мы положим $\Lambda_{xx}^{(1)} = \eta_1 \varepsilon_F \cos \beta$, то выражения для вкладов в акустоэлектронные коэффициенты электронов квазиодномерной группы принимают вид

$$\sigma_{ij}^{(1)} = h_\beta \frac{N_1^2 e^2 v_1^2}{v \varepsilon_F} N_i N_j, \quad i, j = x, y;$$

$$c_{xx}^{(1)} = \eta_1^2 h_\beta \frac{N_1 \varepsilon_F \cos^2 \beta}{v},$$

$$a_{xx}^{(1)} = b_{xx}^{(1)} = i \eta_1 h_\beta \frac{N_1 e v_1}{v} kl \cos^3 \beta, \quad (5.26)$$

$$a_{yx}^{(1)} = b_{xy}^{(1)} = i \eta_1 h_\beta \frac{N_1 e v_1}{v} kl \cos^2 \beta \sin \beta,$$

$$h_\beta = [1 + (kl)^2 \cos^2 \beta]^{-1}.$$

Здесь $l = v_1 \tau$, N_1 — плотность носителей заряда с квазиодномерным законом дисперсии. Вклады в акустоэлектронные коэффициенты квазидвумерной группы носителей заряда имеют вид (5.12) и аналогичный им.

В основном приближении по малым параметрам $(\Omega\tau)^{-1}$, $(kD)^{-1}$ коэффициент поглощения продольной звуковой волны имеет вид [58]

$$\Gamma = \Gamma_0 \Omega_0 \tau \frac{1 - J_0^2(\zeta) + kD g_\beta [1 + J_0(\zeta) \sin kD] + \eta_1^2 k D f_\beta^2 \cos^2 \beta [1 - J_0(\zeta) \sin kD]}{1 - J_0(\zeta) \sin kD + kD g_\beta} \Big|_{k=\omega/s} \quad (5.27)$$

Функции

$$f_\beta = \frac{N_1}{N} \frac{(kl)^2 \cos^2 \beta}{1 + (kl)^2 \cos^2 \beta} \text{ и } g_\beta = \frac{N_1}{N} \frac{\sin^2 \beta}{1 + (kl)^2 \cos^2 \beta}$$

не превышают единицу в случае, когда плотности носителей заряда обеих электронных групп равны. В выражении (5.4) мы пренебрегли единицей по сравнению с величиной $|\xi \tilde{\sigma}_{yy}|$. Это соответствует неравенству $c^2 \omega^2 D / s^3 \omega_0^2 \tau \ll 1$, которое удовлетворяется в области ультразвуковых частот, если частота плазменных колебаний ω_0 в квазидвумерном проводнике такого же порядка, как и в обычном металле. Несущественные численные множители в формуле (5.27) опущены.

Наличие группы носителей заряда с квазидномерным законом дисперсии приводит к существенной анизотропии затухания звуковой волны в плоскости слоев. Если волна распространяется вдоль преимущественного направления скоростей электронов, принадлежащих этой группе ($\beta = 0$), то коэффициент поглощения звука может быть представлен в следующем виде:

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(\Omega_0 \tau \frac{1 - J_0^2(\zeta)}{1 - J_0(\zeta) \sin kD} + \eta_1^2 \frac{N_1}{N_2} \frac{\omega \tau}{s} v_0 \right) \Big|_{k=\omega/s} \quad (5.28)$$

При $\zeta \ll 1$ гофрировка квазидвумерной полости поверхности Ферми достаточно мала и первое слагаемое в формуле (5.28) принимает вид острых резонансных пиков. Резонансную зависимость Γ от H^{-1} можно наблюдать, измеряя произ-

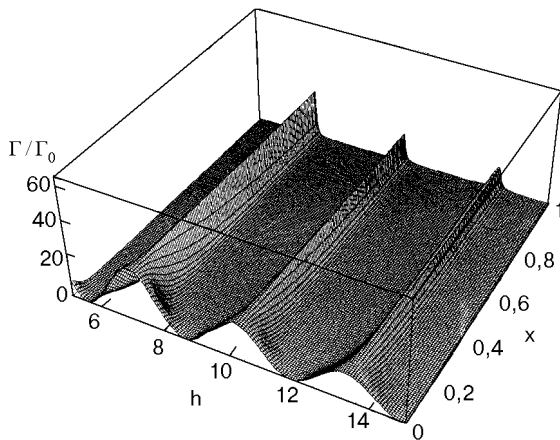


Рис. 8. Зависимость поглощения Γ/Γ_0 от $h = H_0/H$ ($H_0 = 2\omega c t v_0 / es$) и $x = \cos \beta$ при $\eta = \eta_1 = 10^{-2}$, $N_1/N_2 = 1$, $kl = 10^2$.

водную от Γ по обратному магнитному полю. В этом случае носители заряда квазидномерной группы вносят вклад в «фооновую» часть Γ .

При отклонении угла β от нуля резонансный характер зависимости $\Gamma(H^{-1})$ сохраняется до тех пор, пока выполнено неравенство $\pi/2 - \beta > (kD)^{1/2}/kl$. Когда же значение угла β приближается к $\pi/2$, резонансное поведение коэффициента поглощения звука сменяется гигантскими осцилляциями, которые при $\beta = \pi/2$ принимают следующий вид:

$$\Gamma = \Gamma_0 \Omega_0 \tau \{1 + J_0(\zeta) \sin kD\} \cong \Gamma_0 \Omega_0 \tau \left\{1 + \sin kD - \frac{\zeta^2}{4} \sin kD\right\} \Big|_{k=\omega/s} \quad (5.29)$$

При $\sin kD = -1$ коэффициент поглощения Γ принимает минимальное значение, которое тем меньше, чем слабее гофрировка поверхности Ферми.

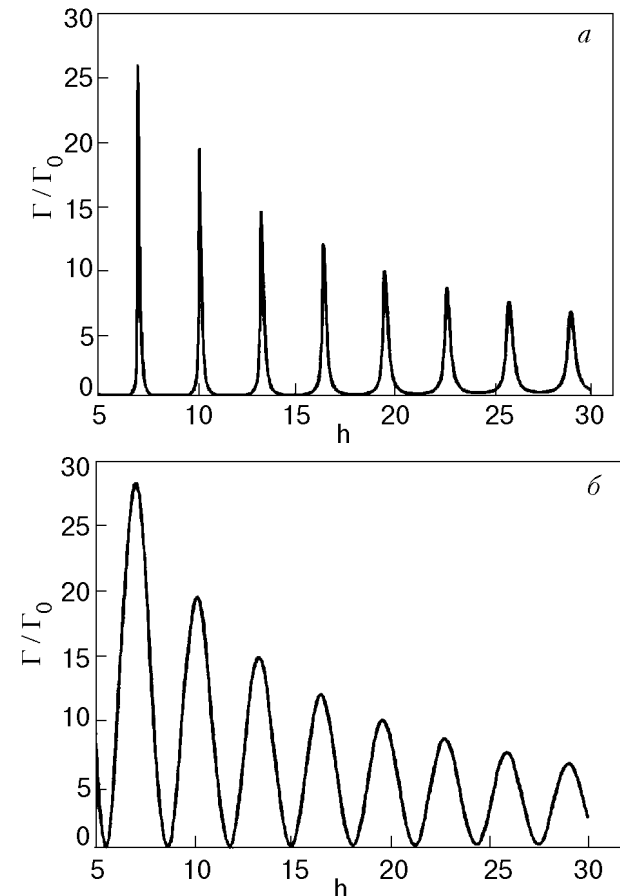


Рис. 9. Сечения графика на рис. 8 плоскостями $x = 1$ (а) и $x = 0$ (б).

На рис. 8, 9 представлены зависимости коэффициента поглощения от h и $\cos \beta$.

Максимумы в экспериментально наблюдаемой зависимости Γ от величины и ориентации магнитного поля будут существенно менее острыми, чем изображенные на рис. 5–9, поскольку в исследуемых ныне слоистых проводниках kl значительно превышает единицу лишь в области гиперзвуковых частот.

5.2. Поперечная волна, распространяющаяся вдоль слоев

В случае поперечной поляризации звуковой волны ($\mathbf{u} = (0, u_y, u_z)$) внешнее магнитное поле $\mathbf{H} = (0, H \sin \theta, H \cos \theta)$, ориентированное перпендикулярно волновому вектору, в уравнениях Максвелла

$$\tilde{E}_\alpha = \frac{m\omega^2}{e} u_\alpha + \xi j_\alpha; \quad \alpha = y, z \quad (5.30)$$

содержится только в выражениях для акустоэлектрических коэффициентов. С помощью фор-

мул (3.21) эти уравнения можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} j_y(1 - \xi \tilde{\sigma}_{yy}) - j_z \xi \tilde{\sigma}_{yz} &= \left(k\omega \tilde{a}_{yy} + \frac{m\omega^2}{e} \tilde{\sigma}_{yy} \right) u_y + \\ &+ \left(k\omega \tilde{a}_{yz} + \frac{m\omega^2}{e} \tilde{\sigma}_{yz} \right) u_z, \\ -j_y \xi \tilde{\sigma}_{zy} + j_z(1 - \xi \tilde{\sigma}_{zz}) &= \left(k\omega \tilde{a}_{zy} + \frac{m\omega^2}{e} \tilde{\sigma}_{zy} \right) u_y + \\ &+ \left(k\omega \tilde{a}_{zz} + \frac{m\omega^2}{e} \tilde{\sigma}_{zz} \right) u_z. \end{aligned} \quad (5.31)$$

Рассмотрим распространение поперечной звуковой волны в проводнике с одной группой носителей заряда, обладающих квазидвумерным энергетическим спектром. Дополнив уравнения (5.31) уравнениями теории упругости (3.2), получаем систему уравнений, условие совместности которых

$$\begin{vmatrix} 1 - \xi \tilde{\sigma}_{yy} & -\xi \tilde{\sigma}_{yz} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ -\xi \tilde{\sigma}_{zy} & 1 - \xi \tilde{\sigma}_{zz} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \\ (i\omega m/e) + ik\xi \tilde{b}_{yy} & ik\xi \tilde{b}_{yz} & (\omega^2 - s_y^2 k^2)\rho + \varphi_{yy} & \varphi_{yz} \\ ik\xi \tilde{b}_{zy} & (i\omega m/e) + ik\xi \tilde{b}_{zz} & \varphi_{zy} & (\omega^2 - s_z^2 k^2)\rho + \varphi_{zz} \end{vmatrix} = 0 \quad (5.32)$$

представляет собой дисперсионное уравнение задачи. Здесь $s_y = (\lambda_{yzyx}/\rho)^{1/2}$ и $s_z = (\lambda_{zxzx}/\rho)^{1/2}$ — скорости звуковых волн, поляризованных соответственно вдоль осей y и z ;

$$\begin{aligned} \chi_{\alpha\beta} &= -k\omega \tilde{a}_{\alpha\beta} - \frac{m\omega^2}{e} \tilde{\sigma}_{\alpha\beta}, \\ \varphi_{\alpha\beta} &= ik \left[k\omega \tilde{c}_{\alpha\beta} + \frac{m\omega^2}{e} \tilde{b}_{\alpha\beta} \right]. \end{aligned} \quad (5.33)$$

Компоненты тензора модулей упругости λ_{yxzx} и λ_{zxxy} обращаются в нуль, если плоскость xy является плоскостью симметрии кристалла [59]. В противном случае их учет необходим, но не приводит к существенному изменению результатов.

Вследствие сильной анизотропии энергетического спектра носителей заряда поглощение звуковых волн, поляризованных вдоль и поперек слоев, существенно различно. Нетрудно убедиться, что разложение в ряд по малым η компонент акустоэлектронных тензоров с хотя бы одним ин-

дексом z начинается с квадратичных или более высокого порядка по η членов. Ограничиваясь квадратичными членами по η в уравнении (5.31), получаем

$$\begin{aligned} &\left\{ [(\omega^2 - s_y^2 k^2)\rho + \varphi_{yy}](1 - \xi \tilde{\sigma}_{zz}) \chi_{yy} \left(i \frac{\omega m}{e} + ik\xi \tilde{b}_{yy} \right) \right\} \times \\ &\times [(\omega^2 - s_z^2 k^2)\rho + \varphi_{zz}] \left(1 - \xi \tilde{\sigma}_{zz} - \chi_{zz} i \frac{\omega m}{e} \right) = 0. \end{aligned} \quad (5.34)$$

Из мультипликативности этого уравнения следует, что в квадратичном по η приближении акустические волны, поляризованные вдоль осей y и z , не взаимодействуют друг с другом. Приравняв нулю выражение в фигурных скобках в (5.34), получаем дисперсионное уравнение для волны, поляризованной вдоль оси y . Его решение можно представить в виде $k = \omega/s_y + k_2$, где

$$k_2 = \frac{i}{2\rho s_y^2(1 - \xi \tilde{\sigma}_{yy})} \left[\xi k \omega (\tilde{a}_{yy} \tilde{b}_{yy} - \tilde{c}_{yy} \tilde{\sigma}_{yy}) + \frac{m\omega^2}{e} (\tilde{a}_{yy} + \tilde{b}_{yy}) k \omega \tilde{c}_{yy} + \frac{m^2 \omega^3}{k e^2} \tilde{\sigma}_{yy} \right]_{k=\omega/s_y} \quad (5.35)$$

Знаменатель в этом выражении имеет такой же вид, как и в формуле (5.4) для k_1 . Из этого следует, что в проводнике с одной квазидвумерной группой носителей заряда поглощение поперечной звуковой волны, поляризованной вдоль оси y , как и поглощение продольной волны, носит резонансный характер.

Отклонение другого корня уравнения (5.34) от σ/s описывается выражением

$$k_3 = \frac{i}{2\rho s_z^2} \left[\frac{m\omega^2}{e} \left(\frac{\tilde{a}_{zz}}{1 - \xi \tilde{\sigma}_{zz}} + \tilde{b}_{zz} \right) + \left(\frac{m\omega}{e} \right)^2 \frac{s_z \tilde{\sigma}_{zz}}{1 - \xi \tilde{\sigma}_{zz}} + \frac{\omega^2}{s_z} \tilde{c}_{zz} \right]_{k=\omega/s_z} \quad (5.36)$$

Нетрудно убедиться, что наибольший порядок величины имеет последнее слагаемое в квадратных скобках в выражении (5.36). Его вклад в коэффициент поглощения является определяющим и имеет вид

$$\Gamma \cong \Gamma_0 \eta^2 \frac{l}{D} (1 + \sin kD) \quad (5.37)$$

Специфика квазидвумерности энергетического спектра носителей заряда для волн с указанной поляризацией проявляется и в более сильных магнитных полях, когда $kD \ll 1$. В этом случае имеет место ориентационный магнитоакустический эффект, который проявляется в резкой осцилляционной зависимости коэффициента поглощения от угла между направлением магнитного поля и нормалью к слоям [53,60].

Орбиты электронов в импульсном пространстве являются сечениями поверхности Ферми плоскостью $p_H = \text{const}$, где p_H — проекция импульса на направление магнитного поля. Поэтому интегрируя по поверхности Ферми при вычислении акустоэлектронных тензоров по формулам (3.21), удобно пользоваться переменными ϵ , t и p_H . Если при этом в подынтегральные функции, содержащие выражения

$$\Lambda_{zz}(\mathbf{p}) = \sum_{n=1}^{\infty} \Lambda_n(p_x, p_y) \cos \frac{anp_z}{h} \quad (5.38)$$

$$v_z(\mathbf{p}) = - \sum_{n=1}^{\infty} n \epsilon_n(p_x, p_y) \frac{a}{h} \sin \frac{anp_z}{h}$$

подставить $p_z = p_H / \cos \theta - p_y \tan \theta$, то нетрудно убедиться, что соответствующие акустоэлектронные коэффициенты представляют собой сложные периодические функции от угла θ между направлением магнитного поля и нормалью к слоям. В квазидвумерном проводнике все орбиты почти неразличимы, поэтому компоненты импульса p_x , p_y слабо зависят от p_H . Это позволяет получить явный вид зависимости акустоэлектронных коэффициентов от θ и убедиться, что при определенных значениях угла $\theta = \theta_c$ они обращаются в нуль в квадратичном приближении по параметру η . Когда $\tan \theta \gg 1$, но $\cos \theta \gg 1/\Omega\tau$, значения θ_c повторяются с периодом $\Delta(\tan \theta) = 2\pi h/D_p$. Эти осцилляции связаны с движением носителей заряда по сильно вытянутым орбитам в импульсном пространстве, которые пересекают большое число ячеек обратной решетки, а период осцилляций связан с изменением этого числа на единицу.

В случае, когда закон дисперсии носителей заряда имеет вид (5.10), а деформационный потенциал описывается выражением (5.11), коэффициент поглощения имеет вид

$$\Gamma = \eta^2 \Gamma_0 \frac{\omega \tau v_0}{s} J_0^2(\xi) \quad (5.39)$$

где $\xi = (av_0 m/h) \tan \theta$. В точках, где функция Бесселя $J_0(\xi)$ обращается в нуль, следует учесть следующие члены разложения по малым параметрам kD и s/v .

5.3. Звуковая волна, распространяющаяся поперек слоев

Для того чтобы решить систему уравнений (3.1)–(3.3) в случае, когда волна распространяется поперек слоев, следует выполнить преобразование Фурье по координате z , учитывая, что решение кинетического уравнения имеет вид

$$\psi = \int_{-\infty}^t dt' g((z + z(t') - z(t)) \exp [v(t' - t)] \quad (5.40)$$

$$z(t) = \int^t v_z(t') dt'$$

Рассмотрим распространение продольной звуковой волны ($\mathbf{u} = (0, 0, u)$) в магнитном поле $\mathbf{H} = (0, H \sin \theta, H \cos \theta)$. Система уравнений для фурье-компонент смещения ионов и электрического поля в этом случае имеет вид

$$\begin{aligned} (\tilde{a}_{xz} k\xi + iH_y/c)\omega u + (\xi\tilde{\sigma}_{xx} - 1)\tilde{E}_x + \xi\tilde{\sigma}_{xy}\tilde{E}_y &= 0, \\ \tilde{a}_{yz} k\xi\omega u + \xi\tilde{\sigma}_{yx}\tilde{E}_x + (\xi\tilde{\sigma}_{yy} - 1)\tilde{E}_y &= 0, \\ (\omega^2 - s^2k^2)\rho u + [ik\tilde{c}_{zz} + c^{-1}\tilde{a}_{xz}H_y]k\omega u + \\ + [ik\tilde{b}_{zx} + c^{-1}\tilde{\sigma}_{xx}H_y]\tilde{E}_x + [ik\tilde{b}_{zy} + c^{-1}\tilde{\sigma}_{xy}H_y]\tilde{E}_y &= 0, \end{aligned} \quad (5.41)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{\alpha\beta} &= \sigma_{\alpha\beta} - \frac{\sigma_{\alpha z}\sigma_{z\beta}}{\sigma_{zz}}, \quad \tilde{a}_{\alpha z} = a_{\alpha z} - \frac{a_{zz}\sigma_{\alpha z}}{\sigma_{zz}}, \\ \tilde{b}_{z\beta} &= b_{z\beta} - \frac{b_{zz}\sigma_{z\beta}}{\sigma_{zz}}, \quad \tilde{c}_{zz} = c_{zz} - \frac{b_{zz}a_{zz}}{\sigma_{zz}}, \\ s &= (\lambda_{zzzz}/\rho)^{1/2}. \end{aligned}$$

Акустоэлектронные коэффициенты определяются по формулам (3.21), в которых

$$\hat{R}g \equiv \int_{-\infty}^t dt' g(t') \exp \{ ik[z(t') - z(t)] + v(t' - t) \}.$$

Приведем результаты анализа дисперсионного уравнения системы (5.41), проведенного при $\omega\tau \ll 1$, как и в рассмотренном выше случае, когда звуковая волна распространяется вдоль слоев.

Если магнитное поле направлено по нормали к слоям ($\theta = 0$), то поглощение в основном определяется перенормировкой энергии носителей заряда под действием деформации. В случае, когда деформационный потенциал описывается формулой (5.11), для коэффициента поглощения справедливо следующее выражение:

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{1}{kl} \{ [1 + (\eta kl)^2]^{1/2} - 1 \}, \quad (5.42)$$

которое при $kl\eta \ll 1$ имеет вид

$$\Gamma = \Gamma_0 \eta^2 kl. \quad (5.43)$$

Здесь $l = \tau v_0$.

Если же угол θ отличен от нуля, но не слишком близок к $\pi/2$ ($\cos \theta \gg 1/\Omega_0\tau$), то при $kl\eta \ll 1$ коэффициент поглощения описывается выражением

$$\Gamma = \frac{\Gamma_0}{2} \left\{ \eta_0^2 kl J_0^2(\xi) + \frac{\sin^2 \theta}{kl} \left(\frac{\Omega_0 \omega c^2}{\omega_0^2 s^2} \right) \right\}, \quad (5.44)$$

которое при $\theta = 0$ совпадает с формулой (5.43).

Первое слагаемое в формуле (5.44) определяется деформационным взаимодействием электронов со звуковой волной и описывает угловые осцилляции коэффициента поглощения. Второе слагаемое связано с электромагнитным полем, возбужденным звуковой волной, и отлично от нуля даже при $\eta \rightarrow 0$. При тех значениях углов, при которых функция Бесселя $J_0(\xi)$ не обращается в нуль, в зависимости Γ от kl имеется минимум при

$$kl\eta = \frac{\sin \theta}{J_0(\xi)} \frac{\Omega_0 \omega c^2}{\omega_0^2 s^2},$$

обусловленный конкуренцией двух механизмов поглощения.

Если магнитное поле ориентировано в плоскости слоев ($\theta = \pi/2$), то почти все носители заряда движутся по открытым орбитам и при $klR\eta \ll 1$ ($R = hc/aeH$) затухание звуковой волны описывается выражением

$$\Gamma = \Gamma_0 \eta^2 kR. \quad (5.45)$$

Таким образом, зависимости Γ от величины и направления внешнего магнитного поля весьма разнообразны и могут дать богатый материал для изучения свойств носителей заряда в низкоразмерных проводящих структурах.

6. Заключение

Волновые процессы в слоистых органических проводниках, помещенных в достаточно сильное магнитное поле, весьма чувствительны к конкретному виду электронного энергетического спектра, и их экспериментальное исследование позволит получить детальную и вполне надежную информацию о законе дисперсии и релаксационных свойствах носителей заряда.

Органические проводники также весьма привлекательны для прикладных задач благодаря разнообразию высокочастотных и магнитоакустических явлений, специфичных для проводников с низкоразмерным электронным энергетическим спектром. Акустическая прозрачность, стимули-

рованная магнитным полем, несомненно способствует совершенствованию акустоэлектронных устройств. Столь существенная зависимость интенсивности проникающей в глубь образца волны от ее поляризации позволяет использовать даже тонкие пластины слоистого проводника, толщина которых существенно больше скин-глубины, но меньше или порядка длины свободного пробега носителей заряда, в качестве фильтров, пропускающих волну определенной поляризации. Если многообразие слабозатухающих волн, специфичных для квазидвумерных проводников и рассмотренных здесь, привлечет внимание экспериментаторов, то мы будем считать поставленную задачу выполненной и опубликование данного обзора целесообразным.

1. И. Ф. Щеголев, В. Н. Лаухин, Ю. В. Сушко, Е. В. Костюченко, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 294 (1985).
2. J. Singleton, F. L. Pratt, M. D'Amico, et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2500 (1992).
3. S. Hill, J. Singleton, F. L. Pratt, et al., *Synth. Met.* **55**, 2566 (1993).
4. С. В. Демишев, Н. Е. Случанко, А. В. Семенов, Н. А. Самарин, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 299 (1995).
5. S. V. Demishev, A. V. Semenov, N. E. Sluchanko, N. A. Samarina, I. B. Voskoboinikov, V. V. Glushkov, J. Singleton, S. J. Blundell, S. O. Hill, W. Hayes, M. V. Kartsovnik, A. E. Kovalev, M. Kurmoo, P. Day, and N. D. Kushch, *Phys. Rev.* **B53**, 12794 (1996).
6. A. Polisski, J. Singleton, and N. D. Kushch, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S5 (1996) (*Proc. LT 21, Prague*, 8–14 Aug. 1996).
7. С. В. Демишев, А. В. Семенов, Н. Е. Случанко, Н. А. Самарин, И. Б. Воскобойников, М. В. Карцовник, А. Е. Ковалев, Н. Д. Куш, *ЖЭТФ* **111**, 979 (1997).
8. М. В. Карцовник, В. Н. Лаухин, В. Н. Нижанковский, А. А. Игнатъев, *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. I. D. Parker, D. D. Pigram, R. H. Friend, M. Kurmoo, and P. Day, *Synth. Met.* **27**, A387 (1988).
11. K. Oshima, T. Mori, H. Inokuchi, H. Urayama, H. Yamochi, and C. Sato, *Phys. Rev.* **B38**, 938 (1988).
12. N. Toyota, 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).
13. W. Kang, G. Montambaux, J. R. Cooper, D. Jerome, P. Batail, and C. Lenoir, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2559 (1989).
14. I. F. Shchegolev, P. A. Kononovich, V. M. Kartsovnic, V. N. Laukhin, S. I. Pesotskii, B. Hilti, and C. W. Mayer, *Synth. Met.* **39**, 357 (1990).
15. R. Yagi, Y. Iye, T. Osada, and S. Kagoshima, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 3069 (1990).
16. N. D. Kushch, L. I. Buravov, M. V. Kartsovnik, V. N. Laukhin, S. I. Pesotskii, R. P. Shibaeva, R. P. Rozenberg, E. B. Jagubskii, and A. V. Zvarikina, *Synth. Met.* **46**, 271 (1992).
17. A. E. Kovalev, M. V. Kartsovnik, R. P. Shibaeva, R. P. Rozenberg, and I. F. Shchegolev, *Solid State Commun.* **89**, 575 (1994).
18. M. V. Kartsovnik, A. E. Kovalev, V. N. Laukhin, I. F. Shchegolev, H. Ito, T. Ishiguro, N. D. Kushch, H. Mori, and G. Saito, *Synth. Met.* **70**, 811 (1995).
19. С. И. Песоцкий, Р. Б. Любовский, М. В. Карцовник, В. Биберахер, К. Андрес, Н. Д. Куш, Х. Кобаяши, А. Кобаяши, *ЖЭТФ* **115**, 205 (1999).
20. R. Rossenau, M. L. Doublet, E. Canadell, R. P. Shibaeva, R. P. Rozenberg, N. D. Kushch, and E. B. Jagubskii, *J. Phys. (Paris)* **6**, 1527 (1996).
21. K. Yamagji, *J. Phys. Soc. Jpn.* **58**, 1520 (1989).
22. Н. А. Зимбовская, *ЖЭТФ* **113**, 2229 (1998).
23. В. Г. Песчанский, Д. И. Степаненко, *ЖЭТФ* **112**, 1841 (1997).
24. В. Г. Песчанский, Д. И. Степаненко, *ФНТ* **25**, 277 (1999).
25. А. И. Ахнезер, *ЖЭТФ* **8**, 1338 (1938).
26. В. П. Силин, *ЖЭТФ* **38**, 977 (1960).
27. В. М. Конторович, *ЖЭТФ* **45**, 1633 (1963).
28. Л. А. Фальковский, *ЖЭТФ* **58**, 1830 (1970).
29. В. И. Окулов, В. В. Устинов, *ФНТ* **5**, 213 (1979).
30. V. G. Peschansky, *Sov. Sci. Rev. Phys.* **A16**, 1 (1992).
31. V. G. Peschansky, J. A. Roldan Lopez, and Toji Gnado Jao, *J. Phys. (Paris)* **1**, 1469 (1991).
32. В. Г. Песчанский, С. Н. Савельева, Х. Кхеир Бек, *ФТТ* **34**, 1630 (1992).
33. В. Г. Песчанский, Х. Кхеир Бек, С. Н. Савельева, *ФНТ* **18**, 1012 (1992).
34. V. G. Peschansky, H. Kheir Bek, S. N. Savel'eva, and L. A. Torjanik, *Phys. Low-Dim. Struct.* **8**, 81 (1994).
35. V. G. Peschansky, *Phys. Rep.* **288**, 305 (1997).
36. В. М. Гохфельд, В. Г. Песчанский, Д. А. Торяник, *ФНТ* **24**, 371 (1998).
37. В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **114**, 676 (1998).
38. В. Г. Песчанский, С. Н. Савельева, Д. А. Торяник, *ФТТ* **40**, 1272 (1998).
39. G. E. H. Reuter and E. H. Sondheimer, *Proc. R. Soc. (London)* **195**, 36 (1948).
40. L. E. Hartmann and L. M. Luttinger, *Phys. Rev.* **151**, 430 (1966).
41. М. Я. Азбель, *ЖЭТФ* **39**, 400 (1960).
42. М. А. Луг'е, V. G. Peschansky, and K. Yiasemides, *J. Low Temp. Phys.* **56**, 277 (1984).
43. E. A. Kaner and V. G. Skobov, *Adv. Phys.* **17**, 605 (1968).
44. В. Г. Песчанский, М. Дассанаеке, Е. В. Цыбулина, *ФНТ* **11**, 297 (1985).
45. В. Г. Песчанский, С. Н. Савельева, *ФТТ* **32**, 937 (1990).
46. В. М. Гохфельд, В. Г. Песчанский, *УФЖ* **37**, 1593 (1992).
47. В. Г. Песчанский, Х. А. Ролдан Лопес, Д. А. Торяник, *ФНТ* **23**, 784 (1997).
48. М. Я. Азбель, Э. А. Канер, *ЖЭТФ* **32**, 896 (1957).
49. А. В. Риппард, *Philos. Mag.* **2**, 1147 (1957).
50. Э. А. Канер, В. Г. Песчанский, И. А. Привороцкий, *ЖЭТФ* **40**, 214 (1961).
51. O. V. Kirichenko and V. G. Peschansky, *J. Phys. (Paris)* **4**, 823 (1994).
52. О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **20**, 574 (1994).
53. В. М. Гохфельд, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **108**, 2147 (1995).
54. О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 845 (1996).
55. О. Галбова, Г. Ивановски, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **23**, 173 (1997).
56. О. В. Кириченко, Д. Крстовска, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **24**, 367 (1998).

57. G. Ivanovsky, O. V. Kirichenko, D. Krstovska, and V. G. Peschansky, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 11765 (1998).
58. О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **24**, 677 (1998).
59. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1965), с. 52.
60. В. М. Гохфельд, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **19**, 456 (1993).

Electromagnetic and acoustic waves in layered
organic conductors
(Review Article)

O. V. Kirichenko and V. G. Peschansky

The present review is devoted to theoretical investigations of the propagation of electromagnetic and acoustic waves in layered conductors of the or-

ganic origin. Attention is focussed on the spectroscopic possibilities of studying the electron structure of organic quasi-two-dimensional conductors, which is of great importance to understanding the physical processes in these materials. The considered high-frequency and magnetoacoustic phenomena will allow detailed studies of the electron energy spectrum and relaxation properties of charge carriers in layered conductors.