

# Кинетические явления в органических проводниках в сильных магнитных полях (Обзор)

В.Г. Песчанский<sup>1,2</sup>, Д.И. Степаненко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина

<sup>2</sup>Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина  
E-mail: stepanenko@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 20 апреля 2016, опубликована онлайн 26 сентября 2016 г.

Представлен обзор результатов экспериментальных и теоретических исследований кинетических явлений в сильно анизотропных органических проводниках. Значительное внимание уделено явлениям, характерным только для квазидвумерных и квазиодномерных проводящих структур, не имеющих аналогов как в обычных металлах, так и в истинно двумерных и одномерных проводящих системах. Обсуждаются угловые осцилляции магнитосопротивления, эффекты де Гааза–ван Альфена и Шубникова–де Гааза, высокотемпературные квантовые осцилляции магнитосопротивления, высокочастотные резонансы, в том числе возникающие за счет движения электронов по открытым траекториям. Рассмотрены резонансные угловые осцилляции высокочастотной проводимости и слабозатухающие электромагнитные волны в квазидвумерных органических проводниках в условиях сильной пространственной дисперсии.

Представлено огляд результатів експериментальних та теоретичних досліджень кінетичних явищ у сильно анізотропних органічних провідниках. Значну увагу приділено явищам, які характерні тільки для квазідвовимірних та квазіодновимірних провідних структур, що не мають аналогів як у звичайних металах, так і в дійсно двовимірних та одновимірних провідних системах. Обговорюються кутові осциляції магнітоопору, ефекти де Гааза–ван Альфена і Шубнікова–де Гааза, високотемпературні квантові осциляції магнітоопору, високочастотні резонанси, у тому числі виникаючі за рахунок руху електронів по відкритих траєкторіях. Розглянуто резонансні кутові осциляції високочастотної провідності та слабкозатухаючі електромагнітні хвилі у квазідвовимірних органічних провідниках в умовах сильної просторової дисперсії.

PACS: 74.70.Kn Органические сверхпроводники;  
75.15.Gd Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты;  
**76.40.+b** Диаманитный и циклотронный резонансы.

Ключевые слова: органические металлы, угловые осцилляции, магнитный пробой, высокочастотные резонансы.

## Содержание

1. Введение .....	1212
2. Угловые осцилляции сопротивления в классически сильных магнитных полях .....	1214
3. Магнитные квантовые осцилляции .....	1219
4. Кинетические характеристики слоистых проводников вблизи электронного топологического перехода Лифшица .....	1223
5. Высокочастотные резонансы .....	1227
6. Циклотронный резонанс и угловые осцилляции импеданса в органических Q2D проводниках.....	1229
7. Циклотронные волны в Q2D проводниках .....	1233
Заключение .....	1237
Литература.....	1237

## 1. Введение

Поиск новых сверхпроводящих материалов в шестидесятые годы привлек внимание к низкоразмерным структурам органического происхождения. Интерес к таким проводникам был стимулирован статьей Литтла (1964) [1], который предсказывал возможность перехода в сверхпроводящее состояние при комнатных температурах одномерных молекулярных полимеров. Активное обсуждение возможности высокотемпературной сверхпроводимости в таких структурах привело к признанию идеи Литтла слишком оптимистичной. Основное внимание было привлечено к синтезу органических комплексов на основе тетрагидрофульвалена (ТТФ), бис(этилендитио)тетрагидрофульвален (BEDT-TTF), тетраселентетрацена (TST), тетраметилтиаселенфульвалена (TMTSF) с различными анионами X, которые обладали бы нитевидной кристаллографической структурой и достаточно высокой электропроводностью лишь вдоль одного единственного направления. К 1981 году было синтезировано более 400 органических квазидвумерных (Q1D) проводников, из них лишь небольшое число переходило в сверхпроводящее состояние при температуре  $T_c$ , меньшей или порядка одного градуса Кельвина [2–4]. Более перспективными в этом направлении оказались слоистые органические комплексы с переносом заряда с квазидвумерным электронным энергетическим спектром. Первый квазидвумерный органический сверхпроводник  $\beta$ -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$  был получен в 1984 г. в Черногловке [5]. При атмосферном давлении температура перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  равнялась 1,5 К, а под действием внешнего давления порядка 1 кбар температура перехода  $T_c$  повышалась до 8 К. Оказалось, что многие комплексы с переносом заряда (BEDT-TTF) $_2$ X на основе тетрагидрофульвалена с различными анионами X обладают ярко выраженным металлическим типом проводимости. Их электросопротивление убывало с понижением температуры и обращалось в нуль при температуре  $T = T_c$ , существенно разной для различных кристаллографических модификаций. Так, например, при атмосферном давлении проводник  $\kappa$ -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$  переходил в сверхпроводящее состояние при  $T_c = 3,6$  К, а в комплексе с переносом заряда  $\kappa$ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu[N(CN) $_2$ ]Cl при небольшом давлении в 300 бар температура перехода  $T_c$  равнялась 12,8 К. Таким образом, идея Литтла не получила экспериментального подтверждения. Более высокая температура перехода в сверхпроводящее состояние оказалась у органических проводников на основе фуллерена C $_{60}$  (до сорока градусов Кельвина) и в металлооксидных соединениях.

Слоистые проводники органического происхождения весьма привлекательны для исследователей благодаря своим уникальным свойствам — чувствительной реакцией на слабые структурные изменения, большим

числом фазовых превращений при сравнительно небольшом внешнем воздействии на проводник. Совершенствование технологии приготовления органических проводников позволило получить достаточно совершенные монокристаллические образцы, в которых электрон в магнитном поле порядка 10 Тл при низких температурах успевает совершить несколько оборотов по циклотронной орбите с частотой  $\omega_H$  за время свободного пробега  $\tau$ . В 1988 г. в лаборатории Щеголева (Институт физики твердого тела АН СССР) в магнитном поле до 14 Тл были обнаружены осцилляции Шубникова–де Гааза магнитосопротивления проводника  $\beta$ -(BEDT-TTF) $_2$ I $_{Br_2}$  [6,7]. Вскоре эффект Шубникова–де Гааза был обнаружен также и в органических комплексах с переносом заряда (BEDT-TTF) $_2$  AuI $_2$  [8], (BEDT-TTF) $_2$ Cu(NCS) $_2$  [9,10], (BEDT-TTF) $_2$ I $_3$  [10–12]. Обнаружение этого квантового осцилляционного эффекта свидетельствовало о том, что в органических проводниках электропроводность обусловлена группой фермионов, аналогичных электронам проводимости в обычных металлах, и условие  $\omega_H \tau \gg 1$ , необходимое для восстановления их энергетического спектра с помощью экспериментального исследования намагниченности и магнитосопротивления в сильном магнитном поле, может быть реализовано.

Характерной особенностью электронных свойств органических металлов является ярко выраженная анизотропия квазиодномерного или квазидвумерного типа, обусловленная их кристаллической структурой. Основными структурными элементами этих веществ являются органические молекулы или молекулярные комплексы, обладающие донорными или акцепторными свойствами (ТТФ), (BEDT-TTF), (TMTSF), (TST) и др. Ион-радикалы этих молекул образуют регулярные стопки, расположенные вдоль выделенного направления. Электропроводность вдоль стопок на несколько порядков превышает электропроводность в поперечном направлении. В ряде проводящих комплексов (например, солей BEDT-TTF) органические молекулы формируют не отдельные стопки, а целые проводящие слои, чередующиеся со слоями анионов. Расстояние между слоями значительно превышает межатомное расстояние внутри слоя. Перекрывание волновых функций электронов, принадлежащих различным слоям, является малым, в результате энергия электронов проводимости слабо зависит от проекции импульса на нормаль к слоям. Примеры органических молекул, составляющих основу некоторых органических проводников, приведены на рис. 1.

Бис(этилендитио)-тетрагидрофульвален составляет основу наиболее известных органических металлов. Катион-радикалы BEDT-TTF упакованы в слои, разделенные слоями молекул аниона. В слоях BEDT-TTF молекулы находятся в непосредственной близости друг от друга, что приводит к существенному перекрытию молекуляр-

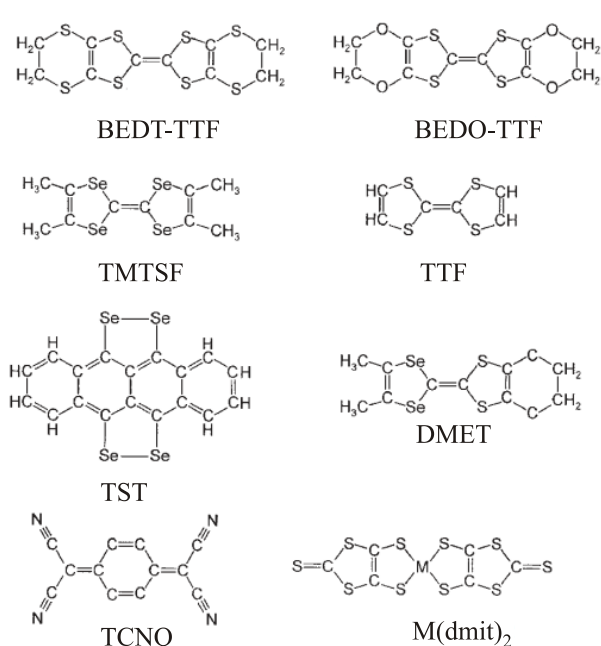


Рис. 1. Примеры органических молекул, составляющих основу некоторых органических проводников.

ных орбиталей. В результате электроны могут свободно перемещаться от молекулы к молекуле в BEDT-TTF-плоскости. В направлении, перпендикулярном к BEDT-TTF-плоскости, органические молекулы отделены друг от друга и вероятность перехода электрона из одного слоя в другой будет малой. Таким образом, формируется слоистая структура с резкой анизотропией электропроводности. Органические проводники принято классифицировать в соответствии с их кристаллической структурой, основные механизмы расположения органических молекул обозначаются как  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\beta''$ ,  $\delta$ ,  $\chi$ ,  $\kappa$ ,  $\lambda$  и  $\theta$  фазы. Каждая такая упаковка приводит к отличительным особенностям топологии поверхности Ферми. На рис. 2(а) изображена кристаллическая структура  $\kappa$ -фазы квазидвумерного проводника  $(\text{BEDT-TTF})_2\text{Cu}(\text{NCS})_2$  [13]. Структура другого квазидвумерного проводника  $\beta$ - $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$ , отличающаяся расположением органических молекул, показана на рис. 2(б) [14]. Так же, как и в случае  $\kappa$ - $(\text{BEDT-TTF})_2\text{Cu}(\text{NCS})_2$ , молекулы BEDT-TTF упакованы в плоскости, разделенные слоями аниона, в данном случае  $\text{I}_3$ . Аналогичную структуру имеют кристаллы семейства  $\beta$ - $(\text{BEDT-TTF})_2\text{X}$  с другими анионами X [15,16].

Обычно высококачественные монокристаллы органических металлов изготавливаются с помощью электролиза. В ходе этого процесса органические молекулы окисляются электрохимически, в результате чего образуются проводящие соли. Электрокристаллизация является медленным процессом, который занимает от одной недели до нескольких месяцев. В электролите поддерживается минимально необходимая для роста кристаллов плотность тока  $\sim 1 \text{ mA/cm}^2$ . Как правило, Q1D мате-

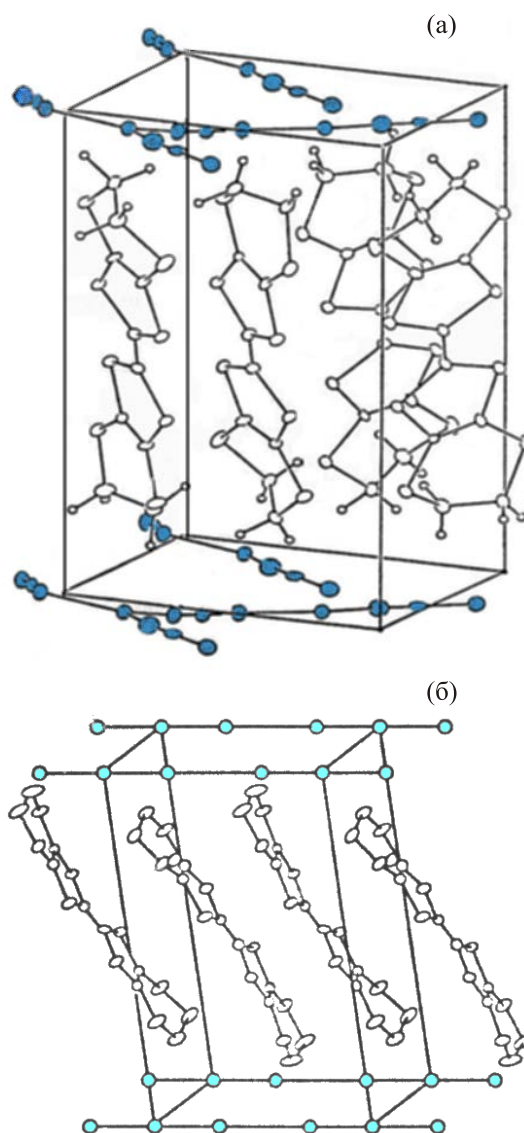


Рис. 2. Структура  $\kappa$ - $(\text{BEDT-TTF})_2\text{Cu}(\text{NCS})_2$ , молекулы  $(\text{BEDT-TTF})_2$  упакованы в плоскости, разделенные слоями аниона  $\text{Cu}(\text{NCS})_2$ . Кристаллографические данные при комнатных температурах:  $a = 16,256 \text{ \AA}$ ,  $b = 8,456 \text{ \AA}$ ,  $c = 13,143 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 90^\circ$ ,  $\beta = 110,28^\circ$ ,  $\gamma = 90^\circ$  (а). Структура квазидвумерного проводника  $\beta$ - $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$ . Кристаллографические данные при комнатных температурах:  $a = 6,615 \text{ \AA}$ ,  $b = 9,100 \text{ \AA}$ ,  $c = 15,286 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 94,38^\circ$ ,  $\beta = 95,59^\circ$ ,  $\gamma = 109,78^\circ$  (б).

риалы имеют игольчатую форму с длиной в несколько миллиметров, а Q2D соли представляют собой пластинки с длиной стороны в несколько миллиметров и толщиной в несколько долей миллиметра.

Поверхность Ферми (ПФ)  $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$  слоистых проводников открыта и слабо гофрирована вдоль проекции импульса  $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$  нормаль  $\mathbf{n}$  к слоям, ее можно сконструировать с помощью топологически простых элементов в виде слабогофрированных цилиндров и слабогофрированных плоскостей, рис. 3. Обнаружение квантовых осцилляций Шубникова–де Гааза магнитосопротивления практически всех исследованных ныне

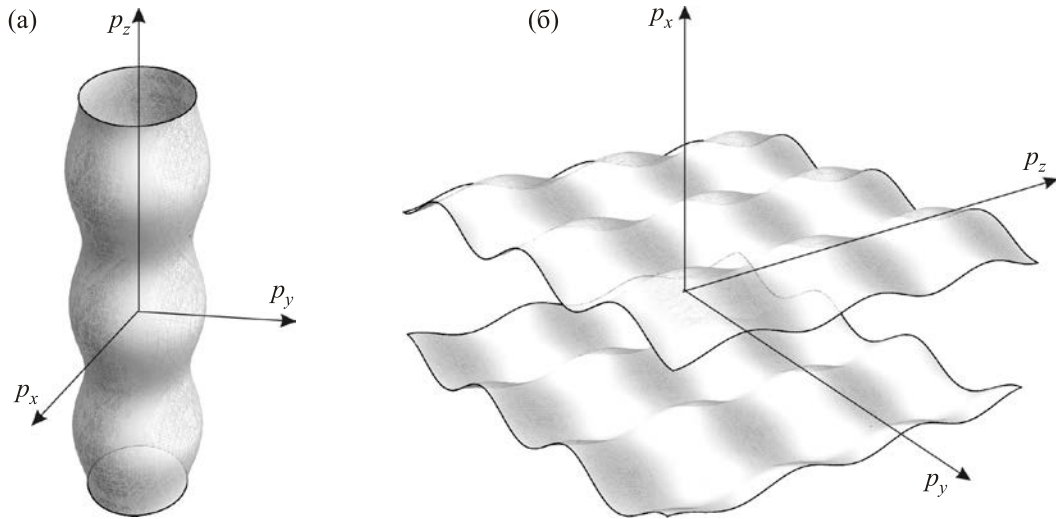


Рис. 3. Элементы поверхности Ферми Q2D цилиндр (а), Q1D плоскость (б).

слоистых органических проводников на основе солей BEDT-TTF свидетельствует о том, что, по крайней мере, один из листов ПФ представляет собой слабогофрированный цилиндр, поскольку носители заряда на гофрированном плоском листе ПФ не участвуют в формировании квантовых осцилляционных эффектов.

В квазидвумерных проводниках плоские сечения ПФ практически одинаковы при различных  $p_H = (\mathbf{pH})/H$  в меру малости параметра квазидвумерности энергетического спектра носителей заряда  $\eta$ , равного отношению максимальной скорости движения электронов поперек слоев к характерной фермиевской скорости электронов вдоль слоев  $v_F$ . Ямаджи [17] на примере весьма простой модели электронного энергетического спектра показал, что при некоторых ориентациях магнитного поля относительно слоев площадь сечения электронных орбит  $S(p_H)$  в линейном приближении по  $\eta$  не зависит от  $p_H$ , что объясняет периодическое увеличение амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза с изменением  $\tan \vartheta$ . Теория угловых осцилляций магнитосопротивления слоистых проводников для произвольного вида их электронного энергетического спектра построена в [18]. По периодам этих осцилляций можно определить диаметры ПФ в виде слабогофрированного цилиндра и даже величину гофрировки плоского листа ПФ [19].

Под действием внешнего возмущения, например давления, возможно существенное изменение топологической структуры ПФ, которое сопровождается аномальным поведением термодинамических и кинетических характеристик системы носителей заряда в вырожденных проводниках. Этот электронный топологический переход, предсказанный Лифшицем в 1960 г. [20], был вскоре экспериментально обнаружен и детально исследован во многих металлах и сплавах в нормальном и сверхпроводящем состояниях, а в по-

следние 30 лет в МДП, наноструктурах и в разнообразных низкоразмерных проводниках. В слоистых проводниках с многолистной ПФ некоторое сближение листов ПФ под действием давления приводит к возможности электронам проводимости в результате магнитного пробоя перемещаться с одного листа ПФ на другой. Классическая траектория движения носителей заряда в этом случае становится сложной и запутанной. Аномальное поведение электронных характеристик в этих условиях активно исследуется теоретически и экспериментально.

В настоящей статье представлен обзор кинетических явлений в органических проводниках в сильных магнитных полях. Значительное внимание уделено явлениям, характерным только для квазидвумерных и квазиодномерных проводящих структур, обусловленных особенностями топологической структуры ПФ.

## 2. Угловые осцилляции сопротивления в классически сильных магнитных полях

Почти все способы исследования ПФ связаны с использованием сильных магнитных полей  $\mathbf{H}$ . В этом параграфе мы сосредоточимся на кинетических свойствах органических проводников, которые можно описать в рамках квазиклассического приближения. Так же, как и в обычных металлах, магнитотранспортные эффекты в органических проводниках могут иметь место, когда время свободного пробега носителей заряда  $\tau$  достаточно велико для проявления их динамических свойств  $\omega_H \tau > 1$ .

Магнитосопротивление квазиизотропных металлов с открытой ПФ в виде гофрированного цилиндра было детально исследовано Лифшицем и одним из авторов настоящей статьи [21]. При значительном отклонении магнитного поля на угол  $\vartheta$  от направления открытости ПФ (оси  $p_z$ ) электронные траектории электронов

в импульсном пространстве,  $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ ,  $p_H = \mathbf{p}\mathbf{H}/H = \text{const}$ , становятся сильно вытянутыми вдоль оси  $p_z$  и при  $\text{tg } \vartheta \gg 1$  электрон за время своего свободного пробега  $\tau$  не успевает совершить полный оборот по своей орбите даже в достаточно сильном магнитном поле. Скорость  $v_z$  носителей заряда, движущихся по орбитам, которые пересекают много ячеек импульсного пространства, часто меняет знак, что приводит к уменьшению электропроводности вдоль направления открытости ПФ. Пока период движения электрона проводимости в магнитном поле  $T(\vartheta) = T(0)/\cos \vartheta$  значительно меньше  $\tau$  рост с магнитным полем сопротивления току вдоль оси  $z$  еще не велик. Однако при  $T(\vartheta) > \tau$  начинается значительный рост с увеличением магнитного поля, а при  $\vartheta = \pi/2$  поперечное магнитосопротивление растет с полем пропорционально  $H^2$ . Усредненное по небольшой окрестности углов вблизи  $\vartheta = \pi/2$  (например, за счет мозаичности монокристаллического образца) магнитосопротивление линейно растет с увеличением сильного магнитного поля. Таким образом, в работе [21] была теоретически обоснована возможность линейного роста с магнитным полем сопротивления многих металлов, обнаруженного Капицей еще в двадцатых годах прошлого столетия [22]. При  $T(\vartheta) \ll \tau$  электропроводность вдоль оси  $z$  пропорциональна квадрату скорости дрейфа электронов  $\bar{v}_z$ . Если при этом еще и ничтожно мал  $\cos \vartheta$ , т.е.  $T(0)/\tau \ll \cos \vartheta \ll 1$ , то основной вклад в среднюю скорость электрона  $\bar{v}_z$  за период его движения в магнитном поле вносят вклад небольшие окрестности вблизи точек поворота электрона на орбите, где проекция импульса  $p_z$  принимает максимальное и минимальное значения. Эти вклады могут компенсировать друг друга либо, напротив, усиливать, имея одинаковый знак. В металлах диаметр электронных орбит в импульсном пространстве, равный  $D_z = p_z^{\text{max}} - p_z^{\text{min}}$ , существенно зависит от  $p_H$ , и усреднение  $(\bar{v}_z)^2$  по различным сечениям ПФ плоскостью  $p_H = \text{const}$  значительно ослабляет неомонотонную зависимость электропроводности от угла  $\vartheta$ .

В силу высокой анизотропии электронного энергетического спектра физические характеристики органических проводников, в частности, их поведение в сильном магнитном поле, существенно отличаются как от свойств квазиизотропных металлов, так и от свойств чисто двумерных и одномерных проводящих систем. Низкая размерность спектра электронов проводимости проявляется также в ряде своеобразных эффектов в сильном магнитном поле, специфичных лишь для низкоразмерных проводников, а именно, в появлении серии максимумов магнитосопротивления с изменением угла между вектором магнитного поля  $B$  и нормалью к слоям  $n$ , периодически повторяющихся как функция  $\text{tg } \vartheta$ .

В Q2D проводниках часто используется приближение слабой связи в плоскости слоев и приближение сильной связи для электронов, принадлежащих смеж-

ным слоям. В этом случае закон дисперсии электронов можно записать в виде

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} - \varepsilon_0 \cos \frac{p_z}{p_0}. \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon_0 = \eta v_F p_0$ ,  $v_F = \sqrt{2\varepsilon_F/m}$  — фермиевская скорость,  $m = \text{const}$  — эффективная масса в плоскости слоев,  $\eta \ll 1$  — параметр квазидвумерности,  $p_0 = \hbar/a$ ,  $a$  — расстояние между слоями,  $\hbar$  — постоянная Планка. Отношение электропроводностей по нормали к слоям  $\sigma_{\perp}$  и вдоль слоев  $\sigma_0$  в отсутствие магнитного поля, по порядку величины равно  $\eta^2$ , обычно находится в интервале  $10^{-3} - 10^{-5}$ .

Решения системы уравнений движения электронов

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{e}{c}(\mathbf{v}(\mathbf{p}) \times \mathbf{H}), \quad (2)$$

в основном по  $\eta \text{tg } \vartheta \ll 1$  приближении в магнитном поле  $\mathbf{H} = (0, H \sin \vartheta, H \cos \vartheta)$  легко находятся с помощью стандартных методов нелинейной механики [23]. Для энергетического спектра (1) скорость движения электронов в проводящей плоскости выражается с помощью тригонометрических функций

$$v_x^{(0)}(t) = -v_{\perp} \sin \omega_H(\beta)t, \quad v_y^{(0)}(t) = v_{\perp} \cos \omega_H(\beta)t, \quad (3)$$

скорость вдоль нормали к слоям  $v_z$  значительно меньше фермиевской скорости  $v_F$  электронов:

$$v_z(t) = \eta v_F \sin(\beta - \alpha \cos \omega_B(\beta)t). \quad (4)$$

Зависимость скорости и циклотронной частоты от  $p_H$  появляется в первом приближении по  $\eta \text{tg } \vartheta$

$$\omega_H(\beta) = \omega_H^{(0)}(1 + \eta \text{tg } \vartheta J_1(\alpha) \cos \beta). \quad (5)$$

Здесь  $\omega_H^{(0)} = (|e| H_0/mc) \cos \vartheta$ ,  $\alpha = (mv_F/p_0) \text{tg } \vartheta$ ,  $\beta = p_H/p_0 \cos \vartheta$ ,  $J_n(\alpha)$  — функции Бесселя, начальная фаза выбрана так, что  $v_x(0) = 0$ ,  $v_{\perp} = v_F(1 + O(\eta))$  — амплитуда первой гармоники.

Умножим уравнение (2) векторно на  $\mathbf{H}$ , усредняя результат по периоду движения электрона по циклотронной орбите, найдем дрейфовую скорость электрона в первом по  $\eta$  приближении

$$\mathbf{v}_D \equiv \langle \mathbf{v} \rangle_{\varphi} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \mathbf{v}(\varphi) = (\mathbf{e}_y \text{tg } \vartheta + \mathbf{e}_z) \langle v_z \rangle_{\varphi} = \eta v_F J_0(\alpha) (\mathbf{e}_y \text{tg } \vartheta + \mathbf{e}_z) \sin \beta. \quad (6)$$

Здесь  $\varphi = \omega_H t$ ,  $\mathbf{e}_x$ ,  $\mathbf{e}_z$  — единичные векторы вдоль осей  $x$  и  $z$ . В формулы (5), (6) входят функции Бесселя аргумента  $(mv_F/p_0) \text{tg } \vartheta$ , осциллирующие с изменением  $\vartheta$ .

Квазипериодическая зависимость дрейфовой скорости и циклотронной частоты от угла между магнитным полем и нормалью к слоям является следствием топологии ПФ. Согласно результатам работы [17], в случае закона дисперсии (1) площадь сечения изоэнергетической поверхности  $S(\varepsilon_F, p_H)$  плоскостью  $p_H = \text{const}$  в линейном приближении по малому параметру  $\eta$  определяется выражением

$$S(\varepsilon_F, p_H) = \frac{2\pi m \varepsilon_F}{\cos \vartheta} \left( 1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F} J_0(\alpha) \cos \beta \right). \quad (7)$$

Из (7) и формулы  $\omega_H = |e|H/(m^*c)$ , где  $m^* = \frac{1}{2\pi} (\partial S / \partial \varepsilon) \Big|_{\varepsilon=\varepsilon_F}$  — циклотронная масса, следует соотношение (5).

Осциллирующий характер зависимости  $\mathbf{v}_D$  от  $\vartheta$  не оказывает существенного влияния на электропроводность Q2D проводника в плоскости слоев, однако электропроводность вдоль нормали к слоям осциллирует с изменением ориентации внешнего магнитного поля. Для некоторых направлений магнитного поля дрейфовая скорость электронов становится величиной второго порядка малости по  $\eta$  для всех сечений ПФ плоскостью  $p_H = \text{const}$ , т.е. для всех значений интеграла движения  $p_H$ . Естественно, что для этих направлений магнитного поля сопротивление вдоль нормали к слоям должно резко возрастать.

Воспользовавшись квазиклассической формулой для тензора проводимости в магнитном поле

$$\sigma_{ij} = \frac{2|e|^3 H}{(2\pi\hbar)^3 c} \int dp_H \int_0^{2\pi/\omega_H} dt v_i(t) \int_{-\infty}^t dt' v_j(t') \exp((t-t)/\tau) \quad (8)$$

и формулами (3), (4), несложно найти асимптотическое при  $(\omega_H \tau)^{-1} \ll 1$  выражение для межслоевой проводимости Q2D проводника с энергетическим спектром (1):

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= \frac{2|e|^3 H}{(2\pi\hbar)^3 c} \times \\ &\times \int dp_H \frac{\omega_H^{-2}}{1 - e^{-2\pi/\omega_H \tau}} \int_0^{2\pi} d\varphi v_z(\varphi) \int_0^{2\pi} d\varphi_1 e^{-\varphi_1/\omega_H \tau} v_z(\varphi - \varphi_1) = \\ &= \eta^2 \sigma_0 J_0^2 \left( \frac{mv_F}{p_0} \text{tg } \vartheta \right) + O \left\{ \eta^2 \sigma_0 \left( \eta^2 + (\omega_H \tau)^{-2} \right) \right\}, \quad (9) \end{aligned}$$

$\sigma_0$  — проводимость в плоскости слоев в отсутствие магнитного поля.

Первое слагаемое в (9) представляет собой главный член асимптотики, а второе — оценку по порядку величины остальных слагаемых. Проводимость (9) слабо зависит от абсолютной величины внешнего магнитного поля, за исключением выделенных направлений  $\mathbf{H}$ .

Для углов  $\vartheta = \vartheta_i$ , при которых  $\alpha_i = (mv_F/p_0) \text{tg } \vartheta_i$  является корнем функции Бесселя  $J_0(\alpha_i) = 0$ , главный член асимптотики в формуле (9) обращается в нуль, и  $\sigma_{zz}$  определяется следующим членом асимптотического разложения по степеням  $(\omega_H \tau)^{-1}$ . В этом случае  $\sigma_{zz} \approx \eta^2 \sigma_0 (\omega_H \tau)^{-2}$  убывает с возрастанием абсолютной величины магнитного поля  $H$  как  $1/H^2$ .

Из формул (3), (4) и (8) также следует, что в линейном приближении по малому параметру  $\eta$ , компоненты  $\sigma_{xz}$ ,  $\sigma_{yz}$  тензора проводимости равны нулю, т.е. их разложение по степеням  $\eta$  начинается с квадратичных членов. Таким образом, в случае, когда ток протекает вдоль нормали к слоям, электрическое поле почти параллельно току и межслоевое сопротивление

$$\rho_{zz} = \sigma_{yy} / (\sigma_{yy} \sigma_{zz} - \sigma_{yz} \sigma_{zy}) \approx 1/\sigma_{zz} \quad (10)$$

с точностью до малых поправок равно  $\sigma_{zz}^{-1}$ . Зависимость  $\rho_{zz}$  от  $\text{tg } \vartheta$  будет квазипериодической при достаточно больших значениях  $\text{tg } \vartheta$ .

Хотя формула (9) получена для модельного закона дисперсии (1) электронов проводимости, она качественно описывает реальные Q2D проводящие системы. При этом, разумеется, направления магнитного поля, соответствующие максимуму сопротивления, определяются не корнями функции Бесселя, а более сложным трансцендентным уравнением, зависящим от конкретного вида энергетического спектра слоистого проводника.

В наиболее общем виде энергетический спектр Q2D проводника в одноэлектронном приближении может быть представлен в виде быстро сходящегося ряда:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0(p_x, p_y) + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y, \eta) \cos \frac{np_z}{p_0}, \quad (11)$$

где функции  $\varepsilon_n(p_x, p_y, \eta)$  существенно убывают с ростом их номера, наибольшая из них  $\varepsilon_1(p_x, p_y, \eta) \approx \eta \varepsilon_F$ . С помощью выражения для скорости электронов поперек слоев

$$v_z = \frac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial p_z} = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n}{p_0} \varepsilon_n(p_x, p_y, \eta) \sin \frac{np_z}{p_0}, \quad (12)$$

и формулы (8), межслоевую проводимость можно записать в виде [18]

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= \frac{2|e|^3 H_0}{c(2\pi\hbar)^3 p_0^2} \times \\ &\times \sum_{n,l=1}^{\infty} nl \int_0^{2\pi p_0 \cos \vartheta} dp_H \int_0^{2\pi/\omega_H} dt \int_{-\infty}^t dt' \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) \varepsilon_n(p_H, t) \times \\ &\times \varepsilon_l(p_H, t') \sin \left( n \frac{p_H - p_y(p_H, t) \sin \vartheta}{p_0 \cos \vartheta} \right) \times \\ &\times \sin \left( l \frac{p_H - p_y(p_H, t') \sin \vartheta}{p_0 \cos \vartheta} \right). \quad (13) \end{aligned}$$

Для углов  $\vartheta$  не слишком близких к  $\pi/2$ , т.е. при  $\eta \operatorname{tg} \vartheta \ll 1$ , функции  $p_y(p_H, t)$  и  $\varepsilon_n(p_H, t)$  имеют асимптотическое представление:

$$p_y(p_H, t) = p_y(\varphi) + \Delta p_y(p_H, \varphi),$$

$$\varepsilon_n(p_H, t) = \varepsilon_n(\varphi) + \Delta \varepsilon_n(p_H, \varphi), \quad \varphi = \omega_H(p_H)t,$$

где  $\Delta p_y(p_H, \varphi) = \eta p_y(\varphi)$ ,  $\Delta \varepsilon_n(p_H, \varphi) = \eta \varepsilon_n(\varphi)$ . Подставляя эти выражения в формулу (13) и интегрируя по  $p_H$ , получим

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 m^* \cos \vartheta}{(2\pi)^2 \hbar^3 \omega_H p_0} \sum_{n=1}^{\infty} n^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^{\varphi} d\varphi' \exp\left(\frac{\varphi' - \varphi}{\omega_H \tau}\right) \varepsilon_n(\varphi) \times \varepsilon_n(\varphi') \cos\left(n \frac{p_y(\varphi) - p_y(\varphi')}{p_0} \operatorname{tg} \vartheta\right). \quad (14)$$

При условии  $(\omega_H \tau)^{-1} \ll 1$ , асимптотика (14) имеет вид

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 \tau m^* \cos \vartheta}{(2\pi \hbar)^2 p_0} \sum_{n=1}^{\infty} n^2 \left( \int_0^{2\pi} d\varphi \varepsilon_n(\varphi) \cos\left(n \frac{p_y(\varphi)}{p_0} \operatorname{tg} \vartheta\right) \right)^2 + O\left\{\eta^2 \sigma_0 \left(\eta^2 + (\omega_H \tau)^{-2}\right)\right\}. \quad (15)$$

Формула (15) описывает осцилляционную зависимость межслоевой проводимости от угла наклона магнитного поля. Чтобы в этом убедиться, достаточно вычислить асимптотику ее при больших значениях  $\operatorname{tg} \vartheta$ . При  $\operatorname{tg} \vartheta \gg 1$  основной вклад в интеграл по  $d\varphi$  вносят точки стационарной фазы  $\varphi_i$ , которые определяются из уравнения

$$\frac{dp_y(\varphi_i)}{d\varphi} = -m^* \cos \vartheta v_x(\varphi_i) = 0.$$

Предполагая, что таких точек две и  $\varepsilon_n(\varphi_1) = \varepsilon_n(\varphi_2)$ , получим для асимптотики проводимости следующее выражение:

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 \tau \cos^2 \vartheta}{2\pi^2 \hbar^3 |v'_x(\varphi_1)| \sin \vartheta} \times \sum_{n=1}^{\infty} n^2 \varepsilon_n^2(\varphi_1) \left\{ 1 + \sin\left(\frac{n D_p}{p_0} \operatorname{tg} \vartheta\right) \right\} + O\left(\frac{\eta^2 \sigma_0}{\operatorname{tg}^2 \vartheta}\right), \quad (16)$$

где  $v'_x(\varphi_1) = \partial v_x(\varphi_1) / \partial \varphi$ ,  $D_p = p_y(\varphi_2) - p_y(\varphi_1)$  — размер поперечного сечения ПФ вдоль оси  $y$ . Слагаемые в сумме в формуле (16), как функции  $\operatorname{tg} \vartheta$ , осциллируют с периодом

$$T_{\operatorname{tg} \vartheta} = \frac{2\pi p_0}{D_p},$$

принимая минимальные значения, равные нулю в точках  $\operatorname{tg} \vartheta = (2l+1)\pi p_0 / D_p$ ,  $l = 0, 1, 2, \dots$

Формула (16) получена из (15) в предположении, что  $\operatorname{tg} \vartheta \gg 1$ . Разумеется, что при не слишком больших значениях  $\operatorname{tg} \vartheta$ , все слагаемые в (15) не обращаются в нуль при одних и тех же значениях  $\vartheta$ . В этом случае угловая зависимость магнитосопротивления определяется скоростью убывания функций  $\varepsilon_n(p_x, p_y, \eta)$  при возрастании  $n$ . Как правило, достаточно ограничиться несколькими первыми слагаемыми в сумме (15).

Впервые угловые осцилляции магнитосопротивления наблюдались экспериментально в Q2D металле  $\beta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>IbBr<sub>2</sub> [6,7], одновременно с эффектом Шубникова–де Гааза. Впоследствии эффект был обнаружен в других органических проводниках (см., например, обзорные статьи [24–32]). Осцилляционная зависимость магнитосопротивления вдоль нормали к слоям от направления магнитного поля характерна практически для всех органических Q2D проводников. Пример угловой зависимости сопротивления монокристалла слоистого проводника  $\beta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>IbBr<sub>2</sub>, измеренного в направлении, перпендикулярном проводящей плоскости  $ab$ , при вращении магнитного поля 15 Тл относительно нормали к слоям, изображен на рис. 4 [33].

Практическое значение этого явления состоит в том, что по периодам угловых осцилляций магнитосопротивления для различных плоскостей вращения магнитного поля можно определить форму поперечного сечения ПФ квазидвумерного проводника. Анализ экспериментальных данных позволяет получить не только

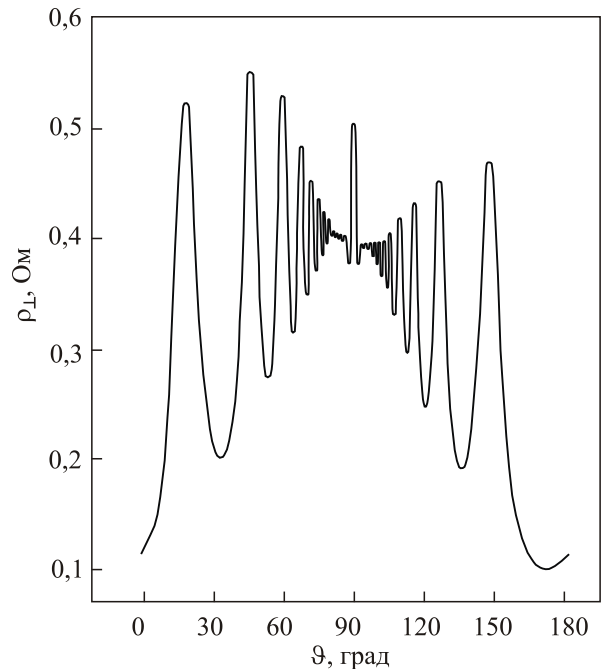


Рис. 4. Зависимость сопротивления монокристалла  $\beta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>IbBr<sub>2</sub>, измеренного в направлении, перпендикулярном высокопроводящей плоскости  $ab$ , в магнитном поле 15 Тл, при температуре  $T = 1,4$  К, от угла  $\vartheta$  между направлением поля и нормалью к плоскости  $ab$  [33].

качественную информацию о топологии ПФ, но и точные количественные оценки ее формы и размера. В настоящее время угловые осцилляции магнитосопротивления используются для исследования ПФ не только органических металлов, но и в других низкоразмерных слоистых проводниках неорганического происхождения [34–38].

Осцилляционная зависимость сопротивления от угла между магнитным полем и направлением наименьшей проводимости имеет место и в Q1D проводниках с ПФ в виде двух слабогофрированных плоскостей. На рис. 5 изображена угловая зависимость сопротивления органического Q1D проводника (TMTSF)<sub>2</sub>ClO<sub>4</sub> в магнитном поле  $\mathbf{H}_0 = (H \sin \vartheta, 0, H \cos \vartheta)$ , вращающегося в *ac*-плоскости в случае, когда ток протекает в направлении наименьшей проводимости [39]. Вдоль определенных направлений магнитного поля наблюдались пики магнитосопротивления.

Эффект можно объяснить, воспользовавшись формулой

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = v_F (|p_x| - p_F) + B \cos \frac{p_y}{p_2} + C \cos \frac{p_z}{p_3}, \quad (17)$$

для Q1D энергетического спектра носителей заряда, соответствующий ПФ в виде двух слабогофрированных плоскостей. Здесь  $v_F = (A/p_1) \sin(p_F/p_1)$  и  $p_F$  — скорость и импульс на ПФ вдоль направления наибольшей проводимости,  $A \gg B \gg C$ . Характерные значения интегралов перекрытия в Q1D органических проводниках по порядку величины равны  $A \sim 0,5$  эВ,  $B \sim 0,05$  эВ,  $C \sim 2$  мэВ. Параметры  $p_2$  и  $p_3$  определяются постоянными решетки. Дисперсионное соотношение (17) соответствует энергетическому спектру в приближении сильной связи линеаризованному вблизи уровня Ферми в направлении наибольшей проводимости.

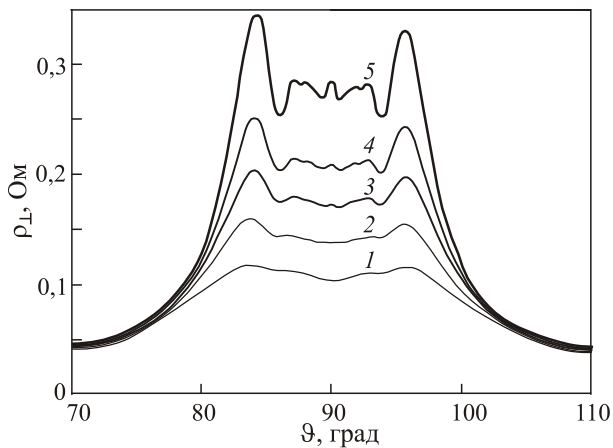


Рис. 5. Угловые зависимости сопротивления в направлении *c* для (TMTSF)<sub>2</sub>ClO<sub>4</sub> при температуре 0,5 К, когда магнитное поле расположено в *ac*-плоскости [39]. Кривые 1–5 соответствуют значениям магнитного поля 3, 4, 5, 6, 8 Тл.

В нулевом приближении по малому параметру  $(C/A) \operatorname{tg} \vartheta \ll 1$  динамика электронов в импульсном пространстве определяется уравнениями

$$p_x = \operatorname{sign}(\bar{p}_x) p_2 \frac{v_2}{v_F} \cos \Omega t + \bar{p}_x, \quad p_y = \operatorname{sign}(\bar{p}_x) p_2 \Omega t,$$

$$p_z = \frac{p_H}{\cos \vartheta} - p_x \operatorname{tg} \vartheta,$$

$$v_x = \operatorname{sign}(\bar{p}_x) v_F, \quad v_y = -\operatorname{sign}(\bar{p}_x) v_2 \sin \Omega t,$$

$$v_z = v_3 \sin \left( \frac{p_H}{p_3 \cos \vartheta} - \frac{p_x(t)}{p_3} \operatorname{tg} \vartheta \right). \quad (18)$$

Здесь  $\Omega = |e| v_F H \cos \vartheta / c p_2$  — аналог циклотронной частоты для электронов с энергетическим спектром (17),  $v_2 = B/p_2$  и  $v_3 = C/p_3$  — характерные скорости носителей заряда в *bc*-плоскости, значения  $\operatorname{sign}(p_x) = \pm 1$  соответствуют разным листам ПФ,  $\bar{p}_x$  — среднее значение компоненты импульса  $p_x$ . Для углов  $\vartheta$  достаточно близких к  $\pi/2$ , а именно  $(C/A) \operatorname{tg} \vartheta = 1$ , движение электронов существенно усложняется, появляются замкнутые траектории, обусловленные слабой гофрировкой ПФ вдоль оси *z*, а компоненты скорости и импульса не выражаются в элементарных функциях.

Согласно формулам (18), дрейфовая скорость электрона в направлении наименьшей проводимости

$$\begin{aligned} \langle v_z \rangle &= \frac{\Omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\Omega} dt v_z(t) = \\ &= v_3 J_0 \left( \frac{v_2}{v_F} \frac{p_2}{p_3} \operatorname{tg} \vartheta \right) \sin \left( \frac{p_H}{p_3 \cos \vartheta} - \frac{\bar{p}_x}{p_3} \operatorname{tg} \vartheta \right) \end{aligned} \quad (19)$$

является осциллирующей функцией угла  $\vartheta$ . Повторяя рассуждения, изложенные выше применительно к Q2D проводникам, приходим к заключению, что для направлений магнитного поля, при которых  $\langle v_z \rangle$  является величиной второго порядка малости по параметру  $(C/A) \operatorname{tg} \vartheta$  должны иметь место локальные максимумы сопротивления  $\rho_{zz}$ . В аргумент функции Бесселя в формуле (19) входит малый параметр  $v_2/v_F$ , поэтому корни уравнения  $\langle v_z \rangle = 0$  появляются в области углов наклона магнитного поля, удовлетворяющих неравенству  $\operatorname{tg} \vartheta \gg 1$ , для которых условие четкого проявления магнитотранспортных эффектов  $\Omega \tau \gg 1$  практически трудно реализуемо. Этим объясняется то, что пики магнитосопротивления на рис. 5 размыты, а их амплитуда мала в сравнении с амплитудой осцилляций сопротивления в Q2D проводниках, рис. 4.

В магнитном поле  $\mathbf{H} = (0, H \sin \vartheta, H \cos \vartheta)$ , расположенном в плоскости, перпендикулярной проводящей цепочке, также имеет место осцилляционный эффект, обусловленный топологией ПФ [40–42]. Запишем энер-



гетический спектр носителей заряда с помощью соотношения

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = v_F (|p_x| - p_F) + \sum_{n,l} A_{nm} \cos \left( n \frac{p_y}{p_2} + l \frac{p_z}{p_3} \right), \quad (20)$$

которое является прямым обобщением формулы (17). Интегралы перекрытия  $A_{n,m}$  быстро убывают с ростом абсолютной величины индексов  $n, m$  и удовлетворяют условию  $A_{n,m} = A_{-n,-m}$ . Компоненты скорости электрона выражаются в элементарных функциях

$$\begin{aligned} v_x &= \text{sign}(\bar{p}_x) v_F, \\ v_y &= -\sum_{n,l} n \frac{A_{nl}}{p_2} \sin \left( \text{sign}(\bar{p}_x) \left( n - \frac{p_2}{p_3} l \text{tg} \vartheta \right) \Omega t + \frac{p_H}{p_3 \cos \vartheta} \right), \\ v_z &= -\sum_{n,l} l \frac{A_{nl}}{p_3} \sin \left( \text{sign}(\bar{p}_x) \left( n - \frac{p_2}{p_3} l \text{tg} \vartheta \right) \Omega t + \frac{p_H}{p_3 \cos \vartheta} \right). \end{aligned} \quad (21)$$

Используя формулы (21), несложно найти компоненты проводимости [42]

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= e^2 v(\varepsilon_F) v_F^2 \tau, \quad \sigma_{xy} = \sigma_{yx} = \sigma_{xz} = \sigma_{zx} = 0, \\ \begin{pmatrix} \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} &= e^2 v(\varepsilon_F) \tau \times \\ &\times \sum_{n,l} \begin{pmatrix} n^2 \frac{A_{nl}^2}{p_2^2} & nl \frac{A_{nl}^2}{p_2 p_3} \\ nl \frac{A_{nl}^2}{p_2 p_3} & l^2 \frac{A_{nl}^2}{p_3^2} \end{pmatrix} \frac{1}{1 + \left( n - \frac{p_2}{p_3} l \text{tg} \vartheta \right)^2 \Omega^2 \tau^2}, \end{aligned} \quad (22)$$

где  $v(\varepsilon_F) = 2p_2 p_3 / (\pi \hbar^3 v_F)$  — плотность электронных состояний на уровне Ферми. Локальные максимумы компонент проводимости  $\sigma_{ij}$ ,  $\{i, j\} = y, z$  могут иметь место для углов  $\vartheta$ , удовлетворяющих резонансному условию Лебеда [43],

$$\text{tg} \vartheta = \frac{n p_3}{l p_2}. \quad (23)$$

Объяснение эффекта заключается в следующем. Компоненты скорости электрона  $v_y$  и  $v_z$  (21) состоят из суммы гармоник  $v_{nl}^{(i)}$ ,  $i = y, z$  осциллирующих с частотами

$$\Omega_{nl} = \frac{|e| v_F H}{c p_2} \left( n \cos \vartheta - \frac{p_2}{p_3} l \sin \vartheta \right),$$

которые являются линейной комбинацией частот  $\Omega$  и  $\Omega_1 = (p_2/p_3)\Omega \text{tg} \vartheta$  с целочисленными коэффициентами. Для углов наклона магнитного поля, определяемых

уравнением (23), отношение  $\Omega/\Omega_1$  представляет собой рациональную дробь, и некоторые из частот  $\Omega_{nl}$  могут обратиться в нуль. Соответствующие гармоники  $v_{nl}^{(i)}$  будут постоянными, а их вклад в дрейфовую скорость максимально возможным. Иными словами, магнитное поле перестанет оказывать на них влияние. Этим направлениям магнитного поля будут соответствовать максимумы компонент проводимости  $\sigma_{ij}$ ,  $\{i, j\} = y, z$  и минимумы сопротивления в  $bc$ -плоскости. Поскольку  $v_{nl}^{(i)}$  пропорциональны быстро убывающим с ростом  $n, l$  коэффициентам  $A_{n,l}$ , минимумы сопротивления могут проявляться лишь при небольших значениях  $n$  и  $l$ . Однако отчетливо обнаруживаются минимумы производных сопротивления по углу  $\vartheta$ .

Рассмотренные в настоящем разделе угловые осцилляции сопротивления являются свойством Q1D и Q2D проводящих систем. Они обусловлены особенностями энергетического спектра носителей заряда, а именно, слабой гофрировкой цилиндров и плоскостей, составляющих топологические элементы ПФ. Хотя в этих эффектах проявляется трехмерная природа органических проводников, они отсутствуют в обычных металлах.

### 3. Магнитные квантовые осцилляции

В работе Ландау, посвященной диамагнетизму свободных электронов [44], впервые было показано, что в однородном магнитном поле  $\mathbf{H}$  термодинамический потенциал и намагниченность приобретают добавки, быстро осциллирующие с изменением  $H^{-1}$ . Вскоре осцилляции проводимости [45] и намагниченности [46] были экспериментально обнаружены в висмуте и получили название эффектов Шубникова–де Гааза (ШдГ) и де Гааза–ван Альфена (дГвА). В последующие годы эти эффекты наблюдались в других металлах. Периоды осцилляций были различными в разных металлах, а их величина зависела от ориентации  $H$  относительно монокристаллического образца. Такие результаты не могли быть объяснены в рамках модели свободных электронов. Важным этапом в понимании природы осцилляционных явлений стала работа Онсагера [47], в которой он получил квазиклассическое правило квантования площади  $S(\varepsilon, p_H)$ , ограниченной траекторией электрона с произвольным энергетическим спектром  $\varepsilon(\mathbf{p})$  в пространстве кинематических импульсов

$$S(\varepsilon, p_H) = \frac{2\pi|e|H}{\hbar c} \left( n + \frac{1}{2} \right), \quad (24)$$

и показал, что период осцилляций намагниченности определяется экстремальным значением  $S_{\text{ext}} = S_{\text{ext}}(\varepsilon_F, p_H^m)$  площади  $S(\varepsilon, p_H)$  (здесь  $p_H^m$  — значение проекции квазиимпульса на направление внешнего магнитного поля  $p_H$ , при котором  $S(\varepsilon, p_H)$  достигает экстремума). Уравнение (24) определяет допустимые

уровни энергии электрона в квантующем магнитном поле. Полная теория квантовых осцилляций намагниченности металлов с произвольным законом дисперсии носителей заряда была построена Лифшицем и Косевичем [48]. Согласно [48], термодинамический потенциал системы из  $N$  электронов проводимости, находящихся в однородном магнитном поле, с помощью правила квантования (24) и формулы суммирования Пуассона можно записать в виде суммы, плавно зависящей от магнитного поля и осциллирующей частей. Хотя осциллирующая добавка к термодинамическому потенциалу  $\tilde{\Omega}$  мала по сравнению с его монотонной частью  $\bar{\Omega}$ , при достаточно низких температурах, она дает основной вклад в намагниченность

Если температура не слишком низкая  $\lambda = 2\pi^2 T / (\hbar\omega_H) > 1$ , то осциллирующая часть намагниченности в соответствии с [48] равна

$$\tilde{M} \approx \frac{2M_0}{\pi^{3/2}} \sum_{S_{\text{ext}}} \left( \frac{\varepsilon_F}{\hbar\omega_H} \right)^{1/2} \left( \frac{S_{\text{ext}}}{m^* \varepsilon_F} \right) \frac{\lambda e^{-\lambda}}{\sqrt{|S_{\text{ext}}''|}} \times \cos \left( \pi \frac{m^*}{m} \right) \sin \left( \frac{cS_{\text{ext}}}{|e|\hbar H_0} + \frac{\pi}{4} \text{sign} S_{\text{ext}}'' \right), \quad (25)$$

постоянные  $M_0 = \chi_0 H$  и  $\chi_0 = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{c^2}{m^* c^2} \frac{\sqrt{2m^* \varepsilon_F}}{\hbar}$  —

по порядку величины равны монотонной части намагниченности и абсолютному значению диамагнитной восприимчивости Ландау, соответственно,  $\omega_H = \frac{|e|\hbar H}{m^* c}$ ,

$$m^* = \frac{1}{2\pi} \left. \frac{\partial S_{\text{ext}}}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon=\varepsilon_F} \quad \text{— циклотронная масса, } S_{\text{ext}}'' = \left. \frac{\partial^2 S_{\text{ext}}}{\partial p_H^2} \right|_{\varepsilon=\varepsilon_F}, \quad \text{суммирование проводится по всем экстремальным сечениям ПФ плоскостью } p_H = \text{const.}$$

Отношение осциллирующей  $\tilde{M}$  и монотонной  $\bar{M} \approx M_0$  частей намагниченности порядка  $(\varepsilon_F / \hbar\omega_H)^{1/2}$ . Еще больше соответствующее отношение для дифференциальных магнитных восприимчивостей  $\tilde{\chi} / \bar{\chi} = (\varepsilon_F / \hbar\omega_H)^{3/2}$ .

Столкновения носителей заряда можно учесть добавлением в формулу (25) множителя  $R_D = \exp(-2\pi / (\omega_H \tau)) \equiv \exp(-2\pi^2 T_D / (\hbar\omega_H))$ , где  $\tau$  — эффективное время релаксации [49]. Вследствие рассеяния электронов уровни Ландау уширяются, что приводит к уменьшению амплитуды осцилляций, такому же, какое было бы при увеличении температуры на величину  $T_D$ . Параметр  $T_D$  принято называть температурой Дингла.

Квантовые осцилляции сопротивления и намагниченности — эффекты ШдГ и дГВА наиболее широко используются для экспериментального исследования топологии ПФ проводящих систем. Органические Q2D проводники представляют собой удобный объект для изучения этих явлений. В 3D металлах магнитные квантовые осцилляции обусловлены электронами на экстремальных сечениях ПФ плоскостью  $p_H = \text{const}$ , а в слоистых проводниках в их формирование вовлечено значительно большее число носителей заряда. Это объясняется тем, что площадь сечения  $S(\varepsilon_F, p_H)$  слабо зависит от  $p_H$ , т.е. зависимость  $S(\varepsilon_F, p_H)$  от  $p_H$  появляется лишь в первом приближении по параметру квазидвумерности ПФ  $\eta$  (см. формулу (7)).

Если интеграл перекрытия волновых функций электронов, принадлежащих различным слоям, существенно превышает расстояние между соседними уровнями Ландау

$$\eta \varepsilon_F \gg \hbar\omega_H \quad (26)$$

(т.е. в зоне проводимости в направлении, перпендикулярном слоям помещается значительное число уровней Ландау), то эффект дГВА хорошо описывается формулой Лифшица–Косевича, полученной для квазиизотропных металлов [48]. В случае слабофривированной цилиндрической ПФ, осцилляции намагниченности обусловлены двумя близкими по площади экстремальными сечениями — максимальным  $S_{\text{max}}$  и минимальным  $S_{\text{min}}$ . Учитывая только первую гармонику (25) в формуле Лифшица–Косевича, намагниченность можно записать в виде

$$M \approx M_m \left\{ \sin \left( \frac{cS_{\text{max}}}{|e|\hbar H} - \frac{\pi}{4} \right) + \sin \left( \frac{cS_{\text{min}}}{|e|\hbar H} + \frac{\pi}{4} \right) \right\} = 2M_m \sin \left( \frac{2\pi F}{H} \right) \cos \left( \frac{\pi \Delta F}{H} - \frac{\pi}{4} \right). \quad (27)$$

Амплитуда осцилляций намагниченности  $M_m$ , пропорциональная  $(|S_{\text{ext}}''|)^{-1/2} \approx (\eta m^* \varepsilon_F / p_H^2)^{-1/2}$ , возрастает с уменьшением параметра квазидвумерности, как  $1/\sqrt{\eta}$ , и значительно превышает амплитуду осцилляций в обычных металлах при аналогичных условиях. Основная частота и частота биений равны:

$$F = (S_{\text{max}} + S_{\text{min}}) / (4\pi |e|\hbar),$$

$$\Delta F = (S_{\text{max}} - S_{\text{min}}) / (2\pi |e|\hbar),$$

разность  $\Delta S = S_{\text{max}} - S_{\text{min}}$  пропорциональна малому параметру  $\eta$ . Характерная зависимость намагниченности от магнитного поля изображена на рис. 6.

Из отношения частоты биений к основной частоте можно оценить параметр анизотропии ПФ

$$\eta \approx \Delta F / F. \quad (28)$$

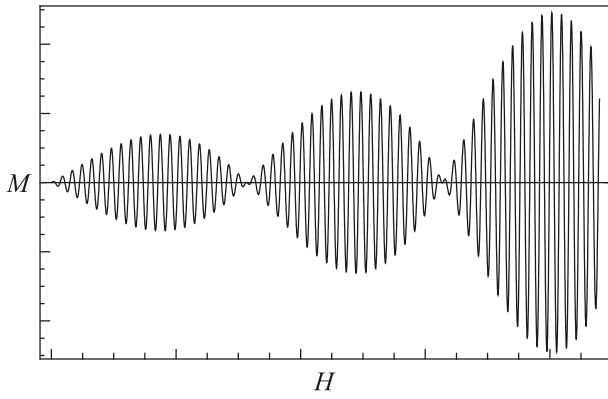


Рис. 6. Характерная зависимость намагниченности от магнитного поля в слоистых Q2D проводниках.

Формула (27) хорошо согласуется с данными, полученными из эксперимента по исследованию эффекта дГВА в Q2D органическом металле  $\beta$ -(BEDT-TTF) $_2$ IBr $_2$  [50]. Амплитуда основной гармоники модулируется с низкой частотой, определяемой гофрировкой цилиндра ПФ. Два узла отчетливо наблюдались при значениях магнитного поля приблизительно равных 12,5 и 1,7 Тл. Формула (27) может быть использована для описания магнитных свойств органических Q2D проводников с энергией Ферми порядка десятых долей эВ и параметром квазидвумерности  $\eta \geq 10^{-2}$  в магнитных полях  $H \sim 10$  Тл. В случае, когда выполняется неравенство обратное условию (26), химический потенциал испытывает сильные осцилляции с обратной величиной магнитного поля и квазиклассическое приближение с использованием теории Лифшица–Косевича не применимо.

Особенности топологии сильно анизотропной ПФ проявляются не только в биениях намагниченности, но и в угловой зависимости амплитуды осцилляций намагниченности и магнитной восприимчивости при изменении ориентации магнитного поля. Площадь поперечного сечения ПФ и частоты  $F$  минимальны, когда вектор  $\mathbf{H}$  параллелен нормали к слоям  $\vartheta = 0$ . При отклонении магнитного поля площадь орбиты электрона увеличится пропорционально  $1/\cos \vartheta$ , а разность  $\Delta S$  и, соответственно,  $\Delta F$ , как функция  $\vartheta$  осциллирует [51], обращаясь в нуль (с точностью до членов второго порядка по  $\eta$ ) при некоторых значениях  $\vartheta_i$ . Для этих углов все сечения ПФ плоскостью  $p_H = \text{const}$  в линейном по  $\eta$  приближении являются одинаковыми и амплитуда осцилляций максимальна, углы  $\vartheta_i$  соответствуют максимумам квазиклассического магнитосопротивления.

Интересным свойством слоистых металлов является существование низкочастотных квантовых осцилляций (по  $1/H$ ) проводимости, наблюдающихся при более высоких температурах, чем осцилляции с основной частотой. В 3D проводниках высокотемпературные квантовые осцилляции (ВТО) были обнаружены в вис-

муте и его сплавах с сурьмой [52–55]. Объяснение этих экспериментов дано в работе [56]. Причиной появления ВТО в полуметаллах являются междзональные переходы носителей заряда, принадлежащих электронным и дырочным листам изоэнергетических поверхностей в интервале перекрытия валентной зоны и зоны проводимости вследствие рассеяния. В результате в осциллирующей части проводимости появляются гармоники на комбинированных частотах, слабо зависящие от температуры. Теория эффекта ШдГ требует строгого учета процессов рассеяния носителей заряда с точечными дефектами и другими квазичастицами в квантующем магнитном поле. Расчет по методу Кубо поперечной проводимости в магнитном поле  $\mathbf{H} = (0, 0, H)$  для простого параболического закона дисперсии электронов и дырок в полуметалле  $\varepsilon^e(\mathbf{p}) = p^2/2m_e$ ,  $\varepsilon^h(\mathbf{p}) = \varepsilon_{ov} - (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2/2m_h$  (где  $m_{e,h}$  — соответствующие эффективные массы,  $\varepsilon_{ov}$  — величина перекрытия валентной зоны и зоны проводимости), в предположении упругого рассеяния на примесях приводит к следующему результату для ВТО части:

$$\sigma_{xx}^{HTO} = \frac{3}{8} \sigma_{mon} \frac{\hbar(\omega_e + \omega_h)}{\varepsilon_{ov}} \times \sum_{l,l'=1}^{\infty} \frac{(-1)^{l+l'}}{\sqrt{l'l'}} R_T \left( \frac{2\pi^2 T}{\hbar\omega_{l'l'}} \right) \sin \left( \frac{cS_{l'l'}^+}{\hbar|e|H} \right). \quad (29)$$

Здесь  $\sigma_{mon}$  — монотонная часть проводимости,  $\omega_{e,h}$  — циклотронные частоты электронов и дырок,  $R_T(x) = x/\text{sh } x$  — функция, определяющая температурное затухание,  $\frac{1}{\omega_{l'l'}} = \left| \frac{l}{\omega_e} - \frac{l'}{\omega_h} \right|$ ,  $S_{l'l'}^+ = lS_e + l'S_h$ ,

$S_{e,h}$  — площади экстремальных сечений электронного и дырочного листов ПФ плоскостью  $p_H = \text{const}$ ,  $\omega_{e,h}, T \ll \zeta_{e,h}$ ,  $\zeta_e = \zeta$ ,  $\zeta_h = \varepsilon_{ov} - \zeta$  — электронный и дырочный химические потенциалы, определяемые из условия электронейтральности.

Основной вклад в ВТО дают гармоники, для которых  $\omega_{l'l'}$  максимально, т.е.  $lm_e \approx l'm_h$ . Период осцилляций этих гармоник по порядку величины равен  $\Delta_{HTO}(1/H) = |e|\hbar/(clm_e\varepsilon_{ov}) \approx |e|\hbar/(cl'm_h\varepsilon_{ov})$ , меньше периодов осцилляций ШдГ  $\Delta_{ShH}^{e,h}(1/H) \approx 2\pi|e|\hbar/(clS_{e,h})$ . При низких температурах амплитуда ВТО проводимости является малой по параметру  $\sqrt{\hbar\omega_{e,h}/\varepsilon_{ov}}$  по сравнению с амплитудой осцилляций ШдГ  $\sigma^{ShH}$ , однако при  $T \geq \omega_{e,h}$  амплитуда наиболее медленно затухающих гармоник  $\sigma^{HTO}$  экспоненциально велика по сравнению с  $\sigma^{ShH}$ .

Возможность существования ВТО в слоистых Q2D проводниках показана в работе [57]. ВТО возникают

вследствие перехода электронов между близкими по площади экстремальными сечениями ПФ в результате рассеяния, рис. 7. Периоды магнитных квантовых осцилляций определяются линейной комбинацией площадей экстремальных сечений.

ВТО часть поперечной проводимости слоистого проводника с произвольным энергетическим спектром в магнитном поле, направленном вдоль нормали к слоям в случае упругого рассеяния на примесях и выполнении условия (26), согласно [57], можно записать в виде

$$\sigma_{xx}^{HTO} = \sum_{i \neq j} \sigma_{ij}^-,$$

$$\sigma_{ij}^- \propto \left( |S_i^m| |S_j^m| \right)^{-1/2} \times$$

$$\times \sum_{l, l'=1}^{\infty} \frac{(-1)^{l+l'}}{\sqrt{l l'}} R_T \left( \frac{2\pi^2 T}{\hbar \omega_{ll'}^{ij-}} \right) \cos \left( \frac{c S_{ll'}^{ij-}}{\hbar |e| H} - \frac{\pi}{4} (\alpha_i + \alpha_j) \right), \quad (30)$$

где  $\omega_{ll'}^{ij-} = \frac{|e| H}{m_{ll'}^{ij-} c}$ ,  $m_{ll'}^{ij-} = l m_i - l' m_j$ ,  $S_{ll'}^{ij-} = l S_i - l' S_j$ ,

$m_i = \frac{1}{2\pi} \left. \frac{\partial S_i}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon=\varepsilon_F}$  — циклотронная масса электрона на

$i$ -экстремальном сечении ПФ  $S_i$ ,  $\alpha_i = 1$  для минимального и  $\alpha_i = -1$  для максимального экстремальных сечений. При низких температурах амплитуда ВТО про-

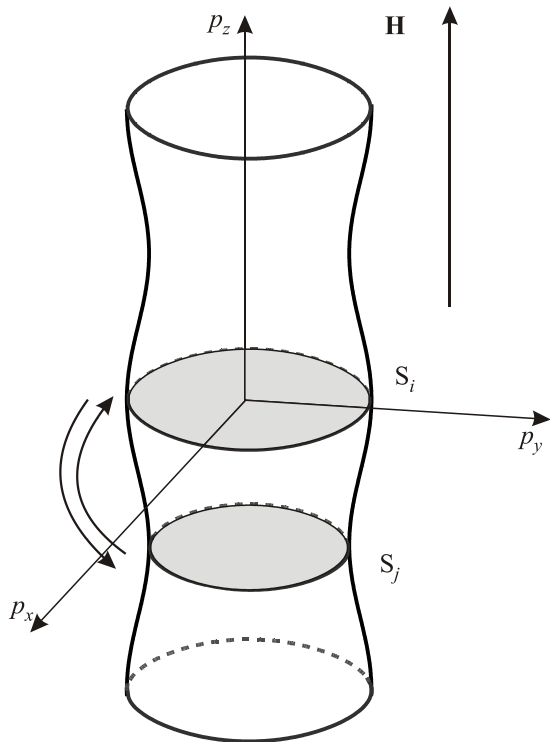


Рис. 7. Экстремальные сечения ПФ и электронные переходы, ответственные за ВТО в слоистых проводниках.

водимости примерно в  $\sqrt{\hbar \omega_H / (\eta \varepsilon_F)}$  раз меньше амплитуды осцилляций ШдГ. Как следует из формулы (30), частота ВТО  $F^{HTO} \approx (S_{\max} - S_{\min}) / (2\pi |e| \hbar) \approx \eta m^* \varepsilon_F / (2\pi |e| \hbar)$  и аргумент функции  $R_T(x)$ , ответственной за температурное затухание, определяются разностью двух близких экстремальных сечений, т.е. степенью гофрировки цилиндрической ПФ. В отличие от полуметаллов, период ВТО в слоистых структурах пропорционален  $\eta^{-1}$  и значительно превышает период осцилляций ШдГ.

ВТО были обнаружены в  $\beta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>IBr<sub>2</sub> [6,7,58] и в ряде других слоистых органических проводниках в магнитных полях порядка 10 Тл экспериментально [59–62]. На рис. 8 изображена зависимость сопротивления  $\beta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>IBr<sub>2</sub> в направлении наименьшей проводимости в магнитном поле, отклоненном на небольшой угол от нормали к проводящим слоям [58]. При температуре порядка 0,6 К наблюдается эффект ШдГ на экстремальных орбитах цилиндрической ПФ с частотой  $F = (S_{\max} + S_{\min}) / (4\pi |e| \hbar)$ . Так же, как и в случае эффекта дГвА вследствие сложения гармоник, отвечающих максимальному и минимальному сечениям ПФ, возникают биения с частотой  $\Delta F$ , пропорциональной разности  $S_{\max}$  и  $S_{\min}$ . Значения параметра квазидвумерности ПФ  $\eta$ , определенные из отношения частоты биений магнитосопротивления к основной частоте, хорошо согласуются с результатами полученными из экспериментов по эффекту дГвА.

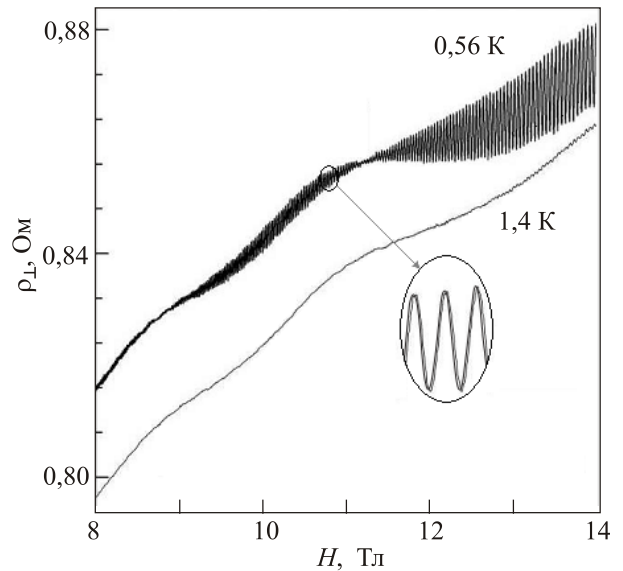


Рис. 8. Межслоевое сопротивление  $\beta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>IBr<sub>2</sub> в магнитном поле, отклоненном от нормали к слоям на угол  $\vartheta \approx 15^\circ$ , при различных температурах. Верхняя кривая — осцилляции ШдГ основной частотой  $F \approx 3900$  Тл и частотой биений  $\Delta F \sim 20$  Тл. Нижняя кривая — медленные осцилляции, слабо зависящие от температуры [58].

При выполнении условия (26) асимптотика межслоевой проводимости для проводника с энергетическим спектром электронов (1) в магнитном поле  $\mathbf{H} = (0, 0, H)$  с учетом рассеяния на примесях в борновском приближении, согласно [58,63], имеет вид

$$\sigma_{zz} = \sigma_{zz}^{(0)} \left\{ 1 + 2 \sqrt{\frac{\hbar\omega_H (1+a^2)}{\pi^2 \varepsilon_0}} \cos\left(\frac{2\pi\mu}{\hbar\omega_H}\right) \times \right. \\ \left. \times \cos\left(\frac{2\pi\varepsilon_0}{\hbar\omega_H} - \frac{\pi}{4} + \phi\right) R_D R_T \left(\frac{2\pi^2 T}{\hbar\omega_H}\right) + \right. \\ \left. + \frac{\hbar\omega_H}{\pi^2 \varepsilon_0} \sqrt{(1+a^2)} \cos\left[2\left(\frac{2\pi\varepsilon_0}{\hbar\omega_H} - \frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2}\right)\right] R_D^2 \right\}, \quad (31)$$

где  $a = \frac{\hbar\omega_H}{\pi\varepsilon_0}$ ,  $\phi = \arctg(a)$ ,  $\mu$  — химический потенциал,

$\sigma_{zz}^{(0)}$  — монотонная часть межслоевой проводимости. Второе слагаемое в формуле (31) представляет собой осцилляции ШдГ, промодулированные по амплитуде с частотой  $\Delta F = \varepsilon_0 m / \hbar |e|$ . Третье слагаемое описывает ВТО с частотой  $F^{HTO} = 2\Delta F$ , равной удвоенной частоте биений.

Зависимость частоты  $F^{HTO}(\vartheta)$  ВТО межслоевого сопротивления от ориентации магнитного поля сходна с угловой зависимостью частоты биений  $\Delta F$  в эффектах ШдГ и дГВА [58]:  $F^{HTO}(\vartheta)$  осциллирует с изменением  $\vartheta$ , стремясь к нулю при направлениях  $\mathbf{H}$ , соответствующих максимумам квазиклассической части межслоевого сопротивления. Такое поведение указывает на то, что ВТО так же, как и биения осцилляций ШдГ и дГВА, обусловлены слабой гофрировкой основного цилиндра ПФ. Экспериментальные исследования показали, что в широком диапазоне углов с достаточной точностью выполняется соотношение  $F^{HTO}(\vartheta) = 2\Delta F(\vartheta)$ . Как следует из [58], амплитуда ВТО почти не меняется при повышении температуры от 0,6 до 1,4 К, тогда как основная гармоника шубниковских осцилляций исчезает при 1,4 К.

#### 4. Кинетические характеристики слоистых проводников вблизи электронного топологического перехода Лифшица

Плотность состояний элементарных возбуждений в кристаллах  $\nu(\varepsilon)$  имеет корневую особенность для некоторых значениях энергии  $\varepsilon = \varepsilon_k$ , когда меняется связность изоэнергетических поверхностей  $\varepsilon(p) = \text{const}$  [64]. При  $\varepsilon = \varepsilon_k$  зарождается новая замкнутая полость поверхности либо происходит разрыв узких перемычек открытой изоэнергетической поверхности, или возникает перемишка между отдельными замкнутыми полостями. В металлах и низкоразмерных вырожденных

проводниках с высокой плотностью носителей заряда все термодинамические и кинетические характеристики при низких температурах определяются структурой ПФ  $\varepsilon(p) = \varepsilon_F$  с точностью до малых поправок, пропорциональных  $(T/\varepsilon_F)^2$ . Критические уровни энергии  $\varepsilon_k$  значительно отделены от уровня Ферми  $\varepsilon_F$ , и наличие корневых особенностей  $\nu(\varepsilon)$  при стремлении  $\varepsilon$  к  $\varepsilon_k$  никоим образом не отразится на электронных свойствах. В 1960 г. Лифшиц [20] высказал предположение, что электронный топологический переход в металлах, сопровождаемый изменением топологической структуры ПФ, все же вполне наблюдаем, если будет возможность изменять непрерывным образом химический потенциал электронов  $\mu$ , постепенно приближая его к  $\varepsilon_k$ , например, с помощью достаточно большого давления либо допирования проводника примесными атомами с переменной валентностью. При достаточно близких значениях  $\varepsilon_F$  к  $\varepsilon_k$  происходит существенная перестройка топологической структуры ПФ. Этот электронный топологический переход  $2\frac{1}{2}$  рода, названный переходом Лифшица, обычно сопровождается аномальным поведением термодинамических и кинетических характеристик системы электронов проводимости. Он был вскоре обнаружен и активно исследован теоретически и экспериментально во многих металлах и сплавах в нормальном и сверхпроводящем состояниях (более подробную информацию можно найти в обзорной статье [65]).

Поверхность Ферми в значительной части слоистых проводников с квазидвумерным электронным энергетическим спектром является многолистной и достаточно сравнительно небольшого давления, приложенного к проводнику, чтобы обнаружить электронный топологический переход Лифшица. Для этой цели наиболее удобным является исследование линейного отклика системы носителей заряда на внешнее возмущение в виде электрического поля  $E$  и градиента температуры  $\partial T / \partial \mathbf{r}$  вблизи электронного топологического перехода, когда электроны проводимости могут в результате магнитного пробоя перемещаться с одного листа (полости) ПФ на другой.

Влияние магнитного пробоя на электронный транспорт экспериментально исследовалось во многих низкоразмерных проводниках, в том числе в гетероструктурах и различных органических металлах [66–68]. Например, в работе [67] авторы сообщили о наблюдении угловых осцилляций магнитосопротивления, обусловленных магнитным пробоем. Эксперимент проводился в органическом проводнике  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu(NCS)<sub>2</sub> с использованием гидростатического давления и сильных магнитных полей. По мнению авторов, результаты дают убедительное подтверждение достоверности полуклассической картины пиппардовского магнитного пробоя [69]. Подобные эффекты, вероятно, могут иметь место также в электронно-легированных купратных

сверхпроводящих материалах [70–72]. Возникновение квазиклассических угловых осцилляций магнитосопротивления и осцилляций ШДГ в электронно-допированном купратном сверхпроводнике  $\text{Nd}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [70,71], по мнению авторов, является доказательством наблюдения магнитного пробоя в этом материале.

Статистико-вероятностное описание магнитного пробоя в проводниках с многолистной ПФ позволяет среди сложного движения носителей заряда увидеть вполне детерминированный характер электронных потоков по аналогии с диффузионными потоками частиц, хаотически блуждающих по броуновским траекториям. Пусть ПФ состоит из гофрированного цилиндра и двух квазипланарных листов, слабогофрированных вдоль проекции импульса  $p_z$ , а ось  $p_x$  ортогональна к квазипланарным листам ПФ (рис. 9).

Плотность тока в  $\tau$ -приближении для интеграла столкновений имеет вид

$$j_i = \sigma_y E_j = -\frac{2e^2 H}{c(2\pi\hbar)^3} \times \int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \int dp_H \int dt v_i(t, p_H) \psi(t, p_H) = \langle v_i \psi \rangle. \quad (32)$$

В качестве переменных в импульсном пространстве взяты интегралы движения заряда в магнитном поле и  $t$  — время перемещения его по траектории  $p_H = \mathbf{p}\mathbf{H}/H = \text{const}$ ,  $\varepsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$ ,  $f_0(\varepsilon)$  — равновесная фермиевская функция распределения носителей заряда, функция

$$\psi(t, p_H) = \int_{\lambda_1}^t e\mathbf{E}\mathbf{v}(t') \exp\left(\frac{(t'-t)}{\tau}\right) dt' + \psi(\lambda_1, p_H) \exp\left(\frac{\lambda_1 - t}{\tau}\right) \quad (33)$$

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

$$\psi(\lambda_1, p_H) = \int_{-\infty}^{\lambda_1} e\mathbf{E}\mathbf{v}(t) \exp\left(\frac{t-\lambda_1}{\tau}\right) dt \quad (34)$$

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

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

$$\langle \mathbf{v}\psi \rangle = \langle \mathbf{v}^{(1)}\psi \rangle + \langle \mathbf{v}^{(2)}\psi \rangle + \langle \mathbf{v}^{(3)}\psi \rangle + \langle \mathbf{v}^{(4)}\psi \rangle, \quad (35)$$

где  $\langle \mathbf{v}^{(2)}\psi \rangle$  и  $\langle \mathbf{v}^{(4)}\psi \rangle$  — вклад в ток электронов, состояния которых в момент времени  $t$  принадлежат различным дугам 2 и 4 сечения слабогофрированного цилиндра плоскостью  $p_H = \text{const}$  (см. рис. 9), а остальные слагаемые в формуле (35) — вклад в ток электронов, состояния которых принадлежат плоским листам ПФ 1 и 3 (рис. 9).

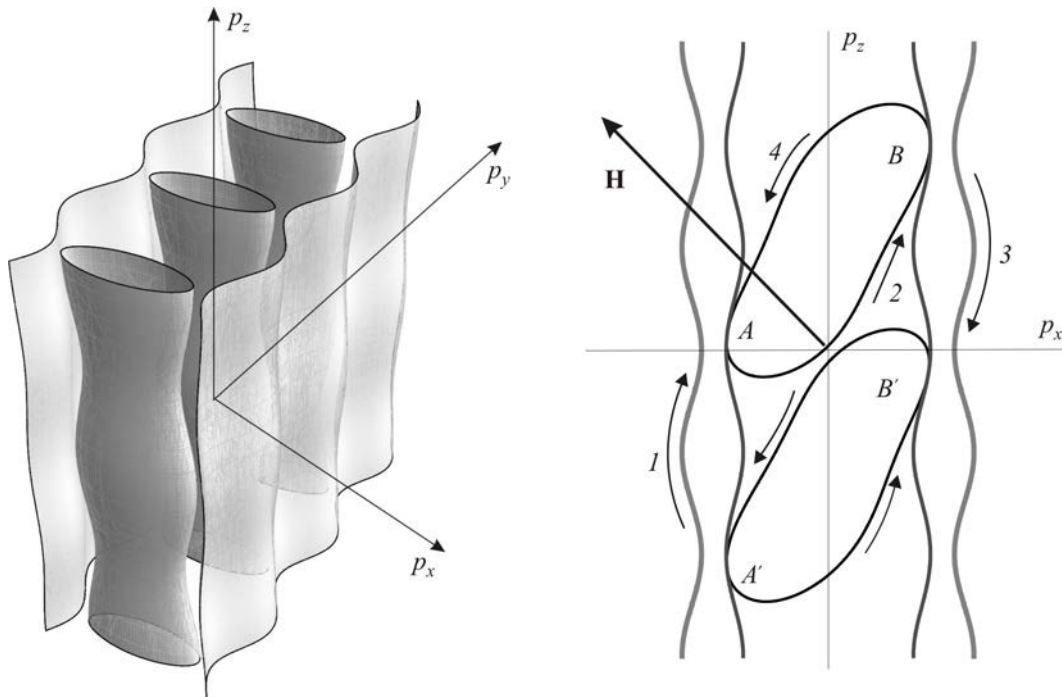


Рис. 9. ПФ и ее проекция на плоскость  $p_x p_z$ . Траектории электронов, принадлежащие листам ПФ в виде двух плоскостей (стрелки 1, 3) и цилиндра (стрелки 2, 4) в магнитном поле  $\mathbf{H}$ .  $A, B$  и  $A', B'$  — области максимального сближения листов ПФ.

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

$$\psi_i(\lambda_j - 0) = A_i + \exp\left(\frac{\lambda_{j+1} - \lambda_j}{\tau}\right) \psi_i(\lambda_{j+1} - 0), \quad (36)$$

где

$$A_i = \int_{\lambda_{j+1}}^{\lambda_j} dt' e \mathbf{v}^{(i)}(t', p_H) \mathbf{E} \exp\left(\frac{t' - \lambda_j}{\tau}\right) \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (37)$$

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

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

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = (1 - w)(A_1 + \exp(-T_1/\tau)\psi_1(\lambda_2 + 0)) + w(A_2 + \exp(-T_1/\tau)\psi_2(\lambda_2 + 0)), \quad (38)$$

$$\psi_2(\lambda_2 + 0) = (1 - w')(A_4 + \exp(-T/\tau)\psi_4(\lambda_3 + 0)) + w'(A_3 + \exp(-T_1/\tau)\psi_3(\lambda_3 + 0)), \quad (39)$$

$$\psi_3(\lambda_3 + 0) = (1 - w')(A_3 + \exp(-T_1/\tau)\psi_3(\lambda_4 + 0)) + w'(A_4 + \exp(-T/\tau)\psi_4(\lambda_4 + 0)), \quad (40)$$

$$\psi_4(\lambda_4 + 0) = (1 - w)(A_2 + \exp(-T/\tau)\psi_2(\lambda_5 + 0)) + w(A_1 + \exp(-T_1/\tau)\psi_1(\lambda_5 + 0)), \quad (41)$$

$$\psi_1(\lambda_5 + 0) = (1 - w)[A_1 + \exp(-T_1/\tau)\psi_1(\lambda_6 + 0)] + w[A_2 + \exp(-T/\tau)\psi_2(\lambda_6 + 0)]. \quad (42)$$

Легко заметить, что уравнение (42) совпадает с уравнением (38), но в более ранний момент времени  $\lambda_5$ . Многократно применив рекуррентные соотношения (38)–(41), мы удаляемся в далекое прошлое, и искомые функции в правой части этих соотношений приобретают экспоненциально малые множители, а слагаемые, содержащие  $A_i$ , представляют собой геометрическую прогрессию, которая легко суммируется. В результате получим

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = \frac{(1 - w)A_1 + wA_2}{1 - h_1} + \sum_{n=0}^{\infty} h_1^n g \psi_2(\lambda_{n+2} + 0), \quad (43)$$

$$\psi_2(\lambda_1 + 0) = \frac{[A_1 w(1 + \gamma_1) + A_2 w(1 + \gamma_1) + \gamma_1](w'(1 - \gamma_1) + \gamma_1)}{2ww'(\gamma + \gamma_1) + (w + w')\gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma) + 2\gamma\gamma_1^2} + \frac{[A_3 w'(1 + \gamma_1) + A_4 (w'(1 - \gamma_1) + \gamma_1)](w + \gamma_1)(1 + \gamma_1)}{2ww'(\gamma + \gamma_1) + (w + w')\gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma) + 2\gamma\gamma_1^2}. \quad (44)$$

Здесь  $h_1 = (1 - w)\exp(-T_1/\tau)$ ,  $g = w\exp(-T/\tau)$ , а  $T_1$  — период движения электронов по квазиплоскому листу ПФ,  $T$  — полупериод движения по замкнутому сечению гофрированного цилиндра,  $\gamma = \exp(T/\tau) - 1$ , а  $\gamma_1 = \exp(T_1/\tau) - 1$ .

Функции  $\psi_3(\lambda_1 + 0)$  и  $\psi_4(\lambda_1 + 0)$  совпадают с функциями  $\psi_1(\lambda_1 + 0)$  и  $\psi_2(\lambda_1 + 0)$ , если в них поменять местами  $A_1$  и  $A_3$ ,  $A_2$  и  $A_4$ , а также  $w$  и  $w'$ . С помощью приведенных выше формул легко вычислить все компоненты тензора электропроводности  $\sigma_{ij}$  при любой величине и ориентации магнитного поля  $H = (H \cos \vartheta \sin \vartheta, H \sin \vartheta \sin \vartheta, H \cos \vartheta)$ .

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

$$\frac{dp_z}{dt} = \frac{eH}{c} \sin \vartheta (v_x \sin \varphi - v_y \cos \varphi) = 0. \quad (45)$$

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

На квазиплоских листах ПФ точки стационарной фазы, удовлетворяющие условию (16), отсутствуют при  $\varphi = \pi/2$  и появляются лишь при заметном отклонении магнитного поля от плоскости  $yz$ , а при  $\varphi = 0$ , т.е. когда магнитное поле расположено в плоскости  $xz$ , таких точек две, где  $p_x$  принимает минимальное  $p_x^{\min}$  или максимальное значение  $p_x^{\max}$ . По периоду этих осцилляций с изменением  $\tan \vartheta$  можно определить величину гофрировки плоского листа ПФ,  $\delta p_x = p_{x1}^{\max} - p_{x1}^{\min} = p_{x3}^{\max} - p_{x3}^{\min}$  [19]. Если за время своего свободного пробега электрон хотя бы один раз совершает магнитный пробой с одного листа ПФ на другой, то за счет блуждания носителей заряда по магнитопробойным траекториям возникают комбинированные частоты угловых осцилляций магнитосопротивления [73].

При  $w \gg \gamma_1$  и  $w' \gg \gamma_1$ , когда математическое ожидание совершить магнитной пробой в окрестности  $A$

или  $B$  близко к единице, асимптотическое выражение для функций  $\psi_i(\lambda_1 + 0)$  имеет вид

$$\psi_2(\lambda_1 + 0) = \psi_4(\lambda_1 + 0) = \frac{A_1 + A_2 + A_3 + A_4}{2(\gamma + \gamma_1)}, \quad (46)$$

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = \frac{(1-w)A_1}{w} + \frac{A_1 + A_2 + A_3 + A_4}{2(\gamma + \gamma_1)}, \quad (47)$$

$$\psi_3(\lambda_1 + 0) = \frac{(1-w')A_3}{w'} + \frac{A_1 + A_2 + A_3 + A_4}{2(\gamma + \gamma_1)}. \quad (48)$$

При этом первые слагаемые в правой части асимптотических формул (47) и (48) много меньше последних слагаемых, и с одинаковой вероятностью электрон проводимости посещает все каналы манитопробойной траектории, т.е. при каждой возможности магнитного пробоя как бы электрон непременно переходит на другой лист ПФ.

Несложные вычисления позволяют получить при  $\text{tg } \vartheta \gg 1$  следующее асимптотическое выражение для  $\sigma_{zz}$  [74]:

$$\sigma_{zz} = \frac{\sigma_0 \eta^2}{\text{tg } \vartheta} \{ \beta(1 + \sin \alpha D_p) + 2\beta(1 + \sin \alpha \delta p_x) + \beta [2 \cos \alpha (D_p + \delta p_x + 2\Delta_p) + \sin \alpha (D_p + 2\delta p_x - \sin \alpha (D_p + 2\Delta_p))] + \beta_3 [\cos \alpha (\delta p_x + \Delta_p) - \sin \alpha \Delta_p + \sin \alpha (D_p + \delta p_x + \Delta_p) \cos \alpha (D_p + \Delta_p)] \}. \quad (49)$$

Здесь  $\sigma_0$  — электропроводность квазидвумерного проводника вдоль слоев в отсутствие магнитного поля,  $D_p$  — диаметр цилиндра вдоль оси  $p_x$ ,  $\Delta_p = p_{x2}^{\min} - p_{x1}^{\max} = p_{x3}^{\min} - p_{x2}^{\max}$  — минимальное расстояние между цилиндром и плоскими листами ПФ,  $\alpha = (a/\hbar)\text{tg } \vartheta$ , а величины порядка единицы  $\beta$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ , и  $\beta_3$  зависят от конкретного вида электронного энергетического спектра,  $\delta p_x$  — гофрировка плоского листа ПФ.

Асимптотическое выражение (49) для  $\sigma_{zz}$  справедливо, когда гофрировка вдоль оси  $p_x$  квазиплоского листа ПФ  $\eta' = (\alpha \delta p_x)/\hbar$  не мала и выполнено условие

$$\eta' = \text{tg } \vartheta \gg 1. \quad (50)$$

В тоже время с ростом  $\text{tg } \vartheta$  возрастает период движения электрона в магнитном поле  $T(\vartheta) = T(0)/\cos \vartheta$  и  $T_1(\vartheta) = T_1(0)/\cos \vartheta$ , так что наблюдение угловых осцилляций магнитосопротивления возможно лишь при

$$\gamma_0 \ll \cos \vartheta \ll \eta' \ll 1, \quad (51)$$

где  $\gamma_0 = T(0)/\tau$ .

Выполнение условия (51) трудно реализовать даже в случае весьма большой длины свободного пробега носителей заряда. Недавно Карцовнику с сотр. [68] все же удалось наблюдать магнитопробойные осцилляции межслоевого сопротивления органических проводников  $\alpha$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>KHg(SCN)<sub>4</sub> и  $\alpha$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>TlHg(SCN)<sub>4</sub> с квазидномерным электронным энергетическим спектром одной из групп носителей заряда [75]. Однако в проводниках с сильно гофрированной ПФ в плоскости слоев, т.е. когда  $\eta'$  порядка единицы, вклад в магнитопробойные осцилляции вносит лишь небольшая часть носителей заряда из окрестности максимального сближения листов ПФ, поскольку вероятность магнитного пробоя [76,77]

$$w = \exp(-\kappa \Delta_p^2 / \epsilon_F \hbar \omega_c) \quad (52)$$

стремительно убывает с увеличением энергетического зазора  $\Delta_p$ , который необходимо преодолеть электрону, чтобы перейти с одного листа ПФ на другой. Здесь  $\kappa$  зависит от конкретного вида электронного энергетического спектра. В квазидвумерных проводниках максимальное значение  $\Delta_p$  по порядку величины равно  $v_F \delta p_x$ , и несложная оценка показывает, что вероятность магнитного пробоя существенно зависит от проекции импульса  $p_H$ , изменяясь от минимального значения  $w^{\min} = \exp(-\eta'^2 r_H / a)$  до максимального  $w^{\max} = \exp(-c \Delta_p^2 / \hbar e H)$ . В бесстолкновительном пределе ( $\tau = \infty$ ) или в достаточно сильном магнитном поле даже при весьма малых значениях  $w$  и  $w'$ , сравнимых с  $w^{\min} = \exp(-\eta'^2 r_H / a)$ , справедливы соотношения (46)–(48). Однако в случае не слишком большого времени свободного пробега электронов, когда  $1/\omega_H \tau \gg w^{\min}$ , при вычислении компонент тензора электропроводности следует воспользоваться формулами (43) и (44), и после интегрирования по  $p_H$  вклад в амплитуду магнитопробойных осцилляций вносит лишь небольшое число носителей заряда, траектории движения которых в магнитном поле  $p_H = \text{const}$  расположены в непосредственной близости к электронным траекториям в зоне  $A$  или  $B$  сближения квазипланарных листов и цилиндрического листа ПФ. В результате амплитуда магнитопробойных осцилляций приобретает малый множитель  $(a/r_H)^{1/2}$ , где  $r_H$  — радиус кривизны траектории электрона в магнитном поле.

Наличие плоского листа ПФ приводит к резкой анизотропии сопротивления в сильном магнитном поле даже в плоскости слоев образца [78,79]. Если вероятность магнитного пробоя  $w$  ничтожно мала, то компонента тензора сопротивления  $\sigma_{xx}$  сравнима с электропроводностью  $\sigma_0$  в отсутствие магнитного поля. Это связано с наличием открытых траекторий движения



зарядов на плоском листе ПФ, совершающих дрейф вдоль оси  $x$  со средней скоростью  $\bar{v}_x$ . При этом сопротивление в плоскости слоев квадратично растет с увеличением магнитного поля с глубоким минимумом при протекании тока вдоль оси  $x$ . При сближении плоских листов ПФ со слабогофрированным цилиндром естественно возрастает вероятность магнитного пробоя, и стартуя с плоского листа ПФ электрон блуждает по магнитопробойным траекториям и ослабляет свои возможности ускоряться в электрическом поле  $E_x$  вдоль оси  $x$ , поскольку на противоположном листе ПФ скорость  $v_x$  имеет противоположный знак. В результате с ростом  $w$  убывает компонента тензора электропроводности  $\sigma_{xx}$ , что приводит к существенному изменению зависимости сопротивления вдоль слоев от величины сильного магнитного поля. При  $w \geq \gamma$  квадратичный рост с магнитным полем сопротивления в плоскости слоев сменяется линейным ростом и продолжается в широкой области магнитных полей и лишь при  $(1-w) \leq \gamma$  достигает насыщения [80]. Поле Холла существенно зависит от вероятности магнитного пробоя, однако его асимптота в бесстолкновительном пределе при любых значениях  $w$  не зависит от  $\tau$ . При  $w = 1$  квазиплоские листы ПФ прикасаются к гофрированным цилиндрам, а при дальнейшем действии возмущения на проводник происходит разрыв плоского листа вдоль линии касания. В результате разрозненные участки плоского листа ПФ вместе с разрезанными половинами гофрированного цилиндра формируют в конечном итоге новый гофрированный цилиндр, при этом меняется знак носителей заряда. Это отнюдь не единственный сценарий топологического перехода Лифшица, и исследование эффекта Холла позволит получить важную информацию о характере изменения топологической структуры электронного энергетического спектра при фазовом переходе Лифшица.

## 5. Высокочастотные резонансы

Информацию об энергетическом спектре и зонной структуре органических проводников можно получить из исследований циклотронного резонанса (ЦР) [81] и родственных ему явлений, связанных с резонансным магнитопоглощением высокочастотного электромагнитного поля. Высокочастотные резонансы возникают вследствие периодического движения электронов проводимости в магнитном поле по ПФ, когда их время свободного пробега достаточно велико, и могут быть обусловлены динамикой как Q2D [82–94], так и Q1D [42,93–99] групп носителей заряда.

Первые эксперименты в органических проводниках по ЦР были выполнены на металлах семейства (бис)этилендитио-тетритиафульвалена  $(BEDT-TTF)_2MnHg(SCN)_4$ , ( $M = K, Tl, NH_4$ ), [82–85]. Впервые ЦР был обнаружен на образцах  $(BEDT-TTF)_2KHg(SCN)_4$  [82] в магнитном

поле, перпендикулярном проводящей плоскости. Для частот электромагнитного излучения  $\nu = 316\text{--}698$  ГГц наблюдались два минимума коэффициента отражения, резонансная частота которых линейно зависела от магнитного поля. Положение этих особенностей соответствует циклотронным массам  $m_1 \sim 0,94m_e$  и  $m_2 \sim 0,4m_e$ , где  $m_e$  — масса свободного электрона [82]. Позднее аналогичные результаты были получены для других квазидвумерных проводников, например, в образце  $\alpha\text{-(BEDT-TTF)}_2NH_4Hg(SCN)_4$  на частоте  $\nu = 45\text{--}65$  ГГц был обнаружен резонанс [83] с циклотронными массами  $m \sim m_e$  и  $m \sim 5m_e$ . Для органических металлов семейства  $(BEDT-TTF)_2MnHg(SCN)_4$  при гелиевых температурах характерно антиферромагнитное упорядочение. В результате структура резонансного поглощения микроволнового излучения в этих органических соединениях представляет собой суперпозицию пиков соответствующих ЦР, на фоне которых наблюдаются более узкие линии, имеющие в 5–10 раз меньшую амплитуду, и предположительно обусловленные электронным парамагнитным (ЭПР) и антиферромагнитным (АФМР) резонансами [86–88]. В условиях этих экспериментов излучение практически полностью поглощалось кристаллом органического металла. Типичные данные мощности  $P(H)$ , поглощенной образцом  $\alpha\text{-(BEDT-TTF)}_2KHg(SCN)_4$ , в зависимости от магнитного поля изображены на рис. 10 [88].

Наблюдаемые максимумы поглощения группировались в серии в зависимости от поведения резонансной частоты  $\omega_r(H)$  при изменении магнитного поля. Резонансная частота линий  $A$  и  $N$  возрастала с увеличением  $H$  и не экстраполировалась к началу координат  $\omega = 0$ ,  $H = 0$ . Для линии  $L$  наблюдалось уменьшение  $\omega_r(H)$  с возрастанием  $H$ . Такое поведение не соответствует случаю ЦР и ЭПР, для которых экстраполяция  $H \rightarrow 0$  приводит к  $\omega \rightarrow 0$ . По мнению авторов [88], линии  $A$ ,  $N$ ,  $L$  связаны с АФМР. Линию  $S$  авторы объяснили ЭПР с  $g$ -фактором = 2,01. В условиях экспериментов движение электронов вглубь образца происходило вдоль нормали к слоям, скорость такого движения в  $\eta^{-1}$  раз меньше характерной скорости электронов в плоскости слоев. По этой причине диффузный механизм возникновения ЭПР [100], очевидно, малоэффективен. Более всего вероятно, что пики поглощения ЭПР в этих работах обусловлены возбуждением спиновых коллективных мод.

Явление циклотронного резонанса, впервые наблюдавшееся в солях тетритиафульвалена, имеет место и для квазидвумерных органических проводников, базовыми структурными элементами которых являются другие органические молекулы. В работе [89] было измерено поглощения микроволнового излучения в монокристалле  $(BEDO-TTF)_2ReO_4(H_2O)$ . Этот органический металл структурно близок к соединениям на основе BEDT-TTF и обладает ярко выраженной анизотропией.

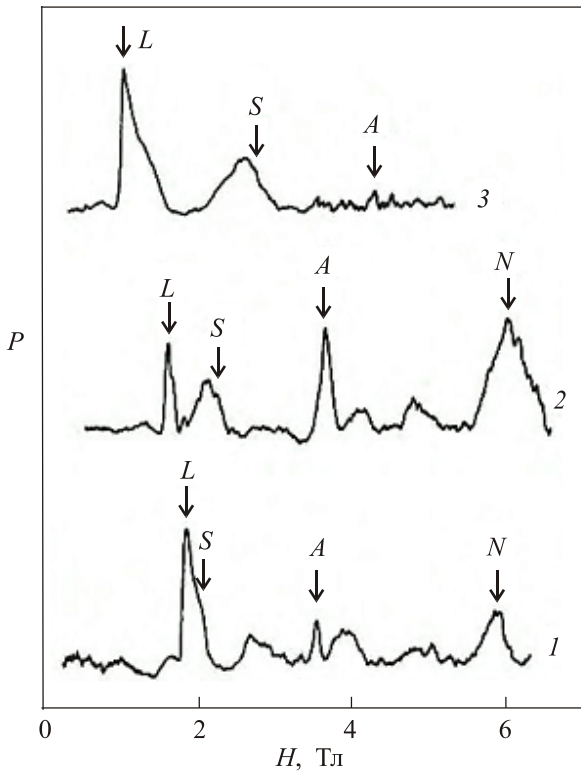


Рис. 10. Магнитные резонансы в  $\alpha$ -(BEDT-TTF) $_2$ KHg(SCN) $_4$  в магнитном поле, перпендикулярном к поверхности образца, при температуре  $T = 4,2$  К [88]. Кривые 1, 2, 3 соответствуют частотам  $\nu = 58, 62, 78$  ГГц. Типы резонансов обозначены буквами.

тропией сопротивления:  $\rho_a : \rho_b : \rho_c = 1 : 3 : 1000$  при температуре 300 К, где **a** и **b** – кристаллографические оси в проводящей плоскости, а ось **c** перпендикулярна плоскости **ab**. При низких температурах в отсутствие магнитного поля (BEDO-TTF) $_2$ ReO $_4$ (H $_2$ O) переходит в сверхпроводящее состояние, однако в области  $H > 10$  кЭ сверхпроводящее состояние заведомо разрушено и рассматриваемый проводник представляет собой нормальный металл. Внешнее магнитное поле и вектор Пойнтинга высокочастотного поля были направлены по нормали к проводящей плоскости, в которой движутся носители заряда. Максимум поглощения наблюдался для частот  $\nu > 80$  ГГц при температуре  $T = 1,9$  К. Циклотронная масса носителей заряда увеличивалась с частотой излучения от  $0,8 m_e$  ( $\nu = 80$  ГГц) до  $0,95 m_e$  ( $\nu = 120$  ГГц).

Найденные в экспериментах по ЦР эффективные массы носителей заряда [87–89] оказались значительно меньше, примерно в 2,5–3 раза, циклотронных масс, определенных по температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ магнитосопротивления. Еще более существенным оказалось различие времени свободного пробега носителей заряда в статическом поле и в высокочастотном поле миллиметрового диапазона. Согласно [89], высокочастотное время свободного пробега в 30 раз превышает значение этого параметра

в низкочастотном пределе. Такое поведение, по-видимому, объясняется сильными корреляционными эффектами в электронной ферми-жидкости, приводящими к гигантской частотно-зависимой перенормировке эффективной массы.

Резонансное поглощение микроволнового поля в органических проводниках, связанное с квазипериодической модуляцией скорости электронов за счет гофрировки Q2D или Q1D ПФ при протекании высокочастотного тока в направлении наименьшей проводимости, принято называть Periodic orbit resonance (POR) [93]. В работе [93] в приближении однородного электрического поля рассчитана межслоевая проводимость Q2D проводника с ПФ в виде слабогофрированного цилиндра с эллиптическим законом дисперсии носителей заряда в проводящих слоях в магнитном поле, направленном вдоль нормали к слоям. Показано, что имеются резонансы межслоевой проводимости на гармониках  $n\omega_H$  основной циклотронной частоты. Гармонические резонансы вплоть до 7-го порядка впервые наблюдались в Q2D органическом проводнике (BEDT-TTF) $_2$ Vr(DIA) в магнитном поле, перпендикулярном проводящей плоскости [90]. Отметим, что в плазменных средах с изотропным законом дисперсии носителей заряда резонансы высшего порядка появляются только при учете пространственной дисперсии.

Зависимость межслоевой проводимости от угла  $\vartheta$  между магнитным полем и нормалью к слоям определяется угловой зависимостью циклотронной частоты  $\omega_H = (|e| \hbar / m^* c) \cos \vartheta$  и квазипериодической модуляцией скорости носителей заряда в направлении наименьшей проводимости. С увеличением угла наклона магнитного поля площадь замкнутого сечения ПФ плоскостью  $p_H = \text{const}$  растет пропорционально  $1/\cos \vartheta$  и соответственно возрастает период вращения электрона по циклотронной орбите. Начиная с некоторых значений  $\vartheta$ , электрон не успевает сделать полный оборот по орбите за время свободного пробега, и условие существования резонанса  $\omega_H \tau > 1$  перестает выполняться. Однако резонанс возможен, когда магнитное поле  $H = (H \cos \phi, H \sin \phi, 0)$  расположено в плоскости проводящих слоев, т.е. когда  $\vartheta = \pi/2$ . В этом случае появляются открытые траектории в импульсном пространстве. Например, для модельного закона дисперсии (1) зависимость проекции импульса  $p_z$  от времени определяется уравнением физического маятника, и траектория электрона описывается эллиптическими функциями Якоби. Резонанс будет происходить, когда частота осциллирующей скорости электрона совпадает с частотой электромагнитной волны  $\omega$ . В случае эллиптического закона дисперсии электронов в плоскости слоев резонансное значение магнитного поля связано простым соотношением с максимальными компонентами  $v_{xm}$  и  $v_{ym}$  фермиевской скорости электрона вдоль короткой и длинной полуосей эллиптического сечения ПФ [92].

$$H_r = \frac{\hbar\omega c}{|e|a} \frac{1}{\sqrt{v_{xm}^2 \sin^2 \phi + v_{ym}^2 \cos^2 \phi}}, \quad (53)$$

где  $a$  — расстояние между слоями. Проводя измерения при различных ориентациях магнитного поля, можно определить поле скоростей и форму ПФ в проводящей плоскости [91,94].

Возникновение высокочастотных резонансов, связанных движением электронов по открытой траектории в магнитном поле в нормальных металлах, было теоретически предсказано в работе [101]. Подобный эффект в низкоразмерных проводниках, обусловленный динамикой носителей заряда по Q1D части ПФ, был впервые обнаружен экспериментально [95] в органическом металле  $\alpha$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>KHg(SCN)<sub>4</sub>, у которого ПФ содержит как Q1D так и Q2D секции, и получил название Fermi-surface traversal resonance (FTR). Электрон, движущийся по квазиодномерной секции ПФ в форме слабогфрированной плоскости в магнитном поле, перпендикулярном направлению наибольшей проводимости  $\mathbf{a}$ , пересекает пики и впадины листа ПФ, и компоненты скорости вдоль направлений  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{c}$  осциллируют. В результате возникает резонанс соответствующих компонент высокочастотной проводимости. В случае, когда энергетический спектр носителей заряда может быть аппроксимирован формулой (17), тензор высокочастотной проводимости в плоскости наилучшей проводимости  $\mathbf{ab}$  в магнитном поле  $\mathbf{H} = (0, H \sin \vartheta, H \cos \vartheta)$  в отсутствие пространственной дисперсии принимает вид

$$\sigma_{xx} = \frac{ie^2 v(\varepsilon_F) v_F^2}{\omega + i\tau^{-1}}, \quad \sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 0, \\ \sigma_{yy} = ie^2 v(\varepsilon_F) v_F^2 \frac{\omega + i\tau^{-1}}{(\omega + i\tau^{-1})^2 - \Omega^2}. \quad (54)$$

Если длина свободного пробега носителей заряда достаточно велика, так что  $\Omega\tau \gg 1$ , то при условии

$$\omega = \Omega$$

компонента тензора проводимости  $\sigma_{yy}$  имеет резкий максимум, т.е. появляется высокочастотный резонанс. По аналогии с Q2D случаем можно записать

$$\Omega = \frac{|e|H}{cm_{1D}},$$

здесь  $m_{1D}$  — аналог эффективной циклотронной массы, зависящий от конкретного вида Q1D закона дисперсии квазичастицы. В обычных металлах циклотронную массу можно характеризовать как величину, которая является мерой того, насколько быстро электрон обращается по замкнутой орбите, соответственно,  $m_{1D}$  показывает, насколько быстро электрон проходит зону Бриллюэна, двигаясь по открытой траектории на

поверхности Ферми. Для произвольного энергетического спектра электронов значение магнитного поля  $H_r$ , при котором возникает резонанс, определяется выражением

$$\frac{\omega}{H_r} = A \sin \psi, \quad (55)$$

где  $\psi$  — угол между  $\mathbf{H}$  и осью  $\mathbf{b}$ ,  $A$  — коэффициент пропорциональности.

В условиях эксперимента [95] монокристаллический образец, помещенный в резонатор размерами  $6 \times 3 \times 1,5$  мм с добротностью порядка 1000, при температуре 1,4 К, облучался  $TE_{102}$  волной с частотой  $\nu \approx 70$  ГГц. Индуцированный ток имел компоненты в направлениях  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{c}$ . Глубина скин-слоя превышала размеры образца, и эффекты пространственной дисперсии были не существенны. Коэффициент пропускания резонатора (cavity transmission), как функция магнитного поля для различных его ориентаций, имел минимумы, соответствующие максимумам проводимости.

Высокочастотную проводимость в направлении  $\mathbf{c}$  для Q1D проводника с законом дисперсии (20), который часто используется для интерпретации экспериментов, в магнитном поле  $\mathbf{H} = (0, H \sin \vartheta, H \cos \vartheta)$ , перпендикулярном проводящей цепочке, несложно рассчитать, воспользовавшись формулами (21) для компонент скорости электрона и формулой (8) для тензора  $\sigma_{ij}$ , в которой нужно сделать замену  $\tau^{-1} \rightarrow \tau^{-1} - i\omega$  и  $\omega_H \rightarrow \Omega$  [42]

$$\sigma_{zz} = e^2 v(\varepsilon_F) \tau \sum_{n,l} l^2 \frac{A_{nl}^2}{p_3^2} \frac{1}{1 + (\omega - (n - (p_2/p_3)l \operatorname{tg} \vartheta) \Omega)^2 \tau^2}. \quad (56)$$

Проводимость (11) имеет максимумы, когда частота внешнего поля

$$\omega = \frac{|e|v_F H}{cp_2} \left( n \cos \vartheta - l \frac{p_2}{p_3} \sin \vartheta \right) \quad (57)$$

совпадает с частотами осцилляций Фурье гармоник компонент скорости электрона. Параметры  $A_{nl}$ ,  $n$  и  $l$  определяют гофрировку плоских листов ПФ. Анализ минимумов сопротивления в направлении наименьшей проводимости, соответствующих разным гармоникам скорости, позволяет определить скорость электронов на ПФ и параметры Q1D ПФ [94,96–99].

## 6. Циклотронный резонанс и угловые осцилляции импеданса в органических Q2D проводниках

В рассмотренных в предыдущем параграфе экспериментальных и теоретических исследованиях высокочастотных явлений глубина скин-слоя была сопоставима или больше циклотронного радиуса, и пространствен-

ной дисперсией высокочастотного электромагнитного поля можно было пренебречь. В этом случае бесстолкновительное поглощение обусловлено циклотронным поглощением (более подробно см. следующий параграф). Однако в органических металлах могут быть реализованы условия аномального скин-эффекта, когда пространственная дисперсия является существенной.

В квазиизотропных металлах в условиях сильно аномального скин-эффекта, когда глубина проникновения  $\delta$  гораздо меньше ларморовского радиуса  $r_0$ , ЦР проявляется наиболее сильно в магнитном поле, параллельном поверхности образца. В этом случае все электроны неоднократно возвращаются в скин-слой, поглощая энергию электромагнитного поля, и поверхностный импеданс принимает минимальные значения, когда частота волны  $\omega = n\omega_{H\text{ext}}$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ), кратна экстремальному значению циклотронной частоты  $\omega_H$  [81]. Если магнитное поле отклонено от поверхности металла, большинство электронов попадают в скин-слой только один раз, а затем уходят в глубину образца. Поэтому в основном приближении по малому параметру  $\delta/r_0$  резонанс отсутствует, т.е. осцилляционная зависимость импеданса от обратной величины магнитного поля проявляется в членах более высокого порядка по  $\delta/r_0$  [102].

Высокочастотное резонансное поглощение в органических проводниках в сильном магнитном поле характеризуется рядом специфических особенностей. Бесстолкновительное поглощение вызвано электронами, скорость  $\mathbf{v}$  которых удовлетворяет уравнению:

$$\omega - n\omega_H - \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle_\phi = 0, \quad (58)$$

где  $\mathbf{k}$  волновой вектор, скобка  $\langle \dots \rangle_\phi$  означает усреднение по периоду  $T = 2\pi/\omega_H$  движения электрона в магнитном поле. Дрейфовая скорость электрона  $\mathbf{v}_D = \langle \mathbf{v} \rangle_\phi$  в сильно анизотропной проводящей системе может состоять из суммы, не зависящей от проекции импульса  $p_H = (\mathbf{p}\mathbf{H})/H$  постоянной составляющей  $\bar{\mathbf{v}}_D$ , описывающей движение вдоль открытых траекторий в импульсном пространстве и осциллирующей части  $\tilde{\mathbf{v}}_D$ , которая зависит от угла  $\vartheta$  между магнитным полем и направлением наименьшей проводимости. Постоянный дрейф электронов проводимости приводит к доплеровскому смещению резонансных частот. Затухание Ландау переменного электромагнитного поля обусловлено членом  $\mathbf{k}\tilde{\mathbf{v}}_D$ . Хотя  $\tilde{\mathbf{v}}_D$  порядка характеристической скорости в направлении наименьшей проводимости, смещение электрона за период  $T$  может превышать глубину скин-слоя. В этом случае  $\mathbf{k}\tilde{\mathbf{v}}_D$  порядка  $\omega_H$  и положение областей поглощения Ландау зависит от ориентации  $\mathbf{H}_0$ , так как  $\tilde{\mathbf{v}}_D$  — осциллирующая функция  $\vartheta$ . В результате должны появиться угловые осцилляции высокочастотной проводимости и поверхностного импеданса, обусловленные угловой зависимостью

дрейфовой скорости электрона [103]. Если  $\mathbf{k}\tilde{\mathbf{v}}_D \ll \omega_H$ , то затуханием Ландау можно пренебречь, и угловая зависимость максимумов резонансного поглощения определяется угловой зависимостью частоты  $\omega_H$ .

В качестве примера рассмотрим Q2D металлы семейства солей тетрагидрафульвалена. Проводимость в плоскости слоев  $\sigma_{\parallel}$  этих материалов сопоставима с проводимостью обычных металлов; отношение  $\sigma_{\parallel}$  к проводимости поперек слоев  $\sigma_{\perp}$  обычно порядка  $10^3-10^4$ . Простая оценка показывает, что для частот порядка 100 ГГц условие  $\tilde{v}_D T \geq \delta$  наблюдения рассмотренных выше эффектов может быть легко реализовано.

При некоторых ориентациях магнитного поля относительно слоев проводника  $v_D$  близко к нулю. Для этих направлений  $\mathbf{H}$  поглощение Ландау отсутствует и даже в условиях сильно аномального скин-эффекта имеет место циклотронный резонанс той же интенсивности, что и в магнитном поле, параллельном поверхности проводника. В этом случае бесстолкновительное поглощение электромагнитного поля вызвано циклотронным поглощением при частоте внешнего электромагнитного поля  $\omega = n\omega_H$ , равной циклотронной частоте и ее гармоникам.

Выберем систему координат XYZ, так что ось  $z$  параллельна направлению наименьшей проводимости, а ось  $x$  перпендикулярна к магнитному полю  $\mathbf{H} = (0, H \sin \vartheta, H \cos \vartheta)$  и волновому вектору  $\mathbf{k} = (0, k \sin \phi, k \cos \phi)$ . Кроме того, мы будем использовать другую систему координат  $x\xi\xi$  в которой ось  $\xi$  параллельна  $\mathbf{k}$ , а проводник занимает полупространство  $\xi > 0$ .

В наклонном магнитном поле резонансная часть плотности тока обусловлена электронами, которые не сталкиваются с границей образца. Даже для чисто зеркального отражения проекция импульса  $p_H$  не сохраняется, и после столкновения с поверхностью, электрон переходит на другую орбиту. Если  $\eta r_0 \approx \delta$ , то нет электронов, которые скользят по поверхности проводника, генерируя, тем самым, резонанс высокочастотной проводимости. По этой причине можно пренебречь поправками к тензору проводимости  $\sigma_{ij}$  за счет столкновений электронов с поверхностью и представить плотность тока в виде

$$j_i(k) = \left( \sigma_{ik}(k) - \frac{\sigma_{i\xi}(k)\sigma_{\xi k}(k)}{\sigma_{\xi\xi}(k)} \right) \mathcal{E}_k(k),$$

$$\sigma_{ij}(k) = \frac{2|e|^3 H_0}{(2\pi\hbar)^3 c} \int \frac{\omega_H^{-2} dp_H}{1 - \exp(2\pi i(\tilde{\omega} - \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle_\phi)/\omega_H)} \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} d\varphi v_i(\varphi) \int_0^{2\pi} d\varphi_1 v_j(\varphi - \varphi_1) e^{i(\tilde{\omega}/\omega_H)\varphi_1 - iR(\varphi, \varphi_1)}. \quad (59)$$

Здесь  $\{i, k\} = \{x, \zeta\}$ ,  $\tilde{\omega} = \omega + i\tau^{-1}$ ,  $\varphi = \omega_H t$  — фаза скорости электрона,

$$R(\varphi, \varphi_1) = \omega_H^{-1} \int_{\varphi - \varphi_1}^{\varphi} d\varphi' \mathbf{k}\mathbf{v}(\varphi').$$

Чтобы получить простые аналитические выражения для проводимости и изобразить графически резонансную зависимость поверхностного импеданса от величины и направления внешнего магнитного поля, воспользуемся модельным энергетическим спектром электрона (1), соответствующим ПФ в виде слабо гофрированного цилиндра. В случае произвольной цилиндрической Q2D ПФ несколько изменится форма резонансных линий, но останутся прежние качественные свойства резонансного поведения импеданса.

При  $\eta \tau g \ll 1$  в основном приближении по  $\eta$  циклотронная частота (5) не зависит от проекции импульса  $p_H$  и компоненты скорости электрона  $v_x^{(0)}$ ,  $v_y^{(0)}$  определяются формулами (3). В условиях сильно аномального скин-эффекта, когда  $kv_F \sin \phi \gg \omega_H$ ,  $\omega$ , интегралы по  $\varphi$  и  $\varphi_1$  в формуле (59) могут быть рассчитаны с помощью метода стационарной фазы [104]. Поскольку  $kv_z \approx \eta kv_F$ , стационарные точки определяются из уравнений

$$v_x^{(0)}(\varphi) = v_y^{(0)}(\varphi) \sin \varphi = 0, \quad v_x^{(0)}(\varphi - \varphi_1) = 0.$$

Легко видеть, что максимальной из компонент тензора  $\sigma_{ij}$  является  $\sigma_{xx}$ , которая пропорциональна  $(kr_0)^{-1}$ ,  $r_0 = v_F/\omega_H$ . Разложение в степенной ряд компонент  $\sigma_{yi}$ ,  $i = x, y, z$  начинается с членов высшего порядка по  $(kr_0)^{-1}$ , величина  $|\sigma_{xy}|^2$  оказывается малой по сравнению с  $|\sigma_{xx}\sigma_{yy}|$ . Компоненты  $\sigma_{zi}$ , ( $i = x, y$ ), пропорциональны  $\eta$ , а компонента  $\sigma_{zz} \sim \eta^2$ . Таким образом, в рассматриваемом случае асимптотика тензора проводимости  $\sigma_{ij}$  становится диагональной.

В основном приближении по малым параметрам  $(kr_0)^{-1}$  и  $\eta$  максимальная компонента тензора проводимости имеет вид

$$\sigma_{xx}(k) = \frac{i\omega_p^2}{4\pi^2\omega_H k_y r_0} \int_{-\pi}^{\pi} d\beta \frac{\cos \frac{\pi}{\omega_H} (\tilde{\omega} - \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle_{\varphi}) - \sin R_0}{\sin \frac{\pi}{\omega_H} (\tilde{\omega} - \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle_{\varphi})}, \quad (60)$$

где  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m}$  — плазменная частота,  $n_0$  — плотность электронов,

$$R_0 = \omega_H^{-1} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \mathbf{k}\tilde{\mathbf{v}}(\varphi) \approx 2k_y v_F/\omega_H = kd_0,$$

$d_0 = 2r_0 \sin \varphi$  — смещение электрона вдоль оси  $\xi$  за половину периода  $\pi/\omega_H$ ,  $\tilde{\mathbf{v}} = \mathbf{v} - \langle \mathbf{v} \rangle_{\varphi}$ ,  $\beta = p_H/(p_0 \cos \vartheta)$ . Среднее  $\langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle_{\varphi}$  в первом приближении по  $\eta$  равно

$$\langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle_{\varphi} = \eta kv_F J_0(\alpha) (\sin \phi \operatorname{tg} \vartheta + \cos \phi) \sin \beta, \quad (61)$$

$\alpha = (mv_F/p_0) \operatorname{tg} \vartheta$ ,  $J_0(\alpha)$  — функция Бесселя.

В бесстолкновительном пределе  $\tau^{-1} \rightarrow 0$ , формулу (60) можно представить в виде

$$\sigma_{xx} = \frac{\omega_p^2}{\pi k d_0 \omega_H} \left\{ \sum_{n'} \frac{1 - (-1)^{n'} \sin kd_0}{\sqrt{(\eta k_1 v_F J_0(\alpha))^2 - (-n' \omega_H)^2}} + i \sum_{n''} \frac{\operatorname{sign}(\omega - n'' \omega_H) (1 - (-1)^{n''} \sin kd_0)}{\sqrt{(\omega - n'' \omega_H)^2 - (\eta k_1 v_F J_0(\alpha))^2}} \right\}. \quad (62)$$

Суммирование в (62) проводится по  $n'$  и  $n''$  таким, что  $(\omega - n' \omega_H)^2 - \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle_{\varphi}^2 < 0$  и  $(\omega - n'' \omega_H)^2 - \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle_{\varphi}^2 > 0$ , соответственно,  $k_1 = k(\sin \phi \operatorname{tg} \vartheta + \cos \phi)$ .

Проводимость (60), (62) представляет собой осциллирующую функцию угла  $\vartheta$ , так как  $\langle \mathbf{v} \rangle_{\varphi}$  пропорционально  $J_0(\alpha)$ . Резкие максимумы возникают при значениях  $\vartheta = \vartheta_m$ , для которых выполнено условие (58). В окрестности этих углов поверхностный импеданс

$$Z_{xx} = -\frac{8i\omega}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{dk}{k^2 - 4\pi i \omega c^{-2} \sigma_{xx}(k)} \equiv R - iX, \quad (63)$$

как функция  $\vartheta$ , принимает минимальные значения. Угловая зависимость действительной и мнимой частей  $Z_{xx}$  при  $\omega = \omega_0 = |e|H/mc$  представлена на рис. 11.

Физическая природа квазипериодической зависимости кинетических коэффициентов от угла  $\vartheta$  состоит в появлении сильного бесстолкновительного поглощения при определенных направлениях  $\mathbf{H}$ . Необходимым критерием для наблюдения этого эффекта так же, как и других электронных транспортных явлений в магнитном поле является  $\omega_H \tau > 1$ . Поэтому амплитуда осциллирующей импеданса уменьшается с ростом  $\vartheta$  за счет уменьшения циклотронной частоты, которая пропорциональна  $\cos \vartheta$ .

Характерной особенностью высокочастотных резонансов в Q2D металлах является слабое различие периодов движения электронов на разных сечениях ПФ плоскостью  $p_H = \text{const}$ . В отличие от обычных металлов, у которых  $kv_D \gg \omega_H$  почти для всех точек ПФ, в квазидвумерных проводниках в наклонном магнитном поле, осциллирующая зависимость импеданса от  $H_0^{-1}$  проявляется в основном приближении по параметру  $\delta/r_0$ . При  $kv_D \approx \eta kv_F \approx \omega_H$ , в условиях резонанса проводимость имеет корневую особенность, а амплитуда осциллирующей импеданса увеличивается с уменьшением параметра анизотропии ПФ. Последнее обстоятельство связано с уменьшением затухания Ландау. В проводни-

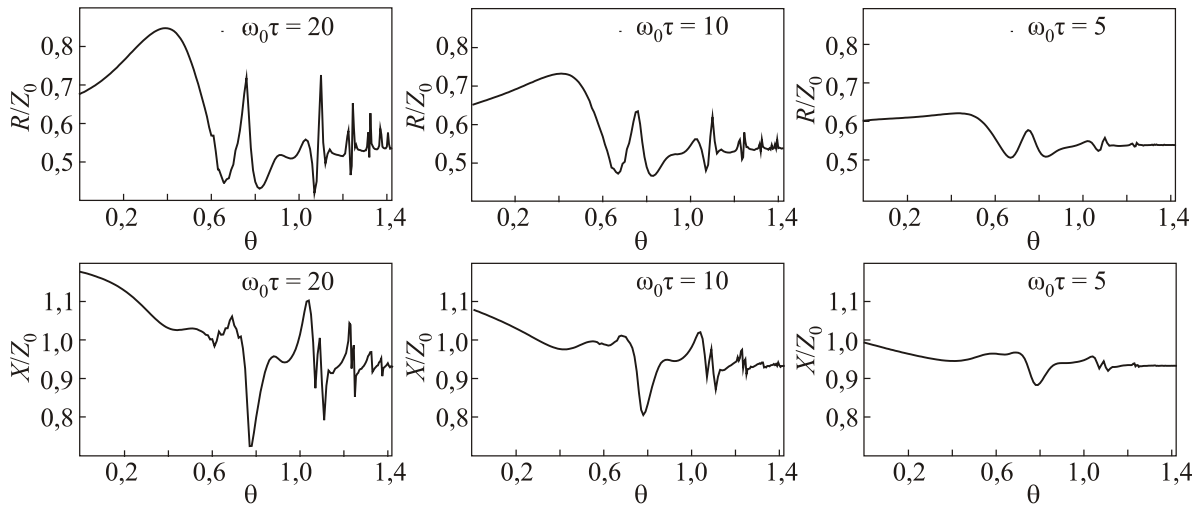


Рис. 11. Зависимость  $R/Z_0$  и  $X/Z_0$  от  $\theta$ , где  $Z_0 = 8\omega/c^2 k_0$ ,  $k_0 = (2\omega_p^2 \omega_0 / v_F c^2)^{1/3}$ , при  $\omega = \omega_0 = |e|H/mc$ ,  $mv_F/p_0 = 3$ ,  $k_0 v_F / \omega_0 = 50$ ,  $\eta = 0,02$ ,  $\phi = \pi/4$ ;  $\omega_0 \tau = 20, 10, 5$ .

как с малыми значениями параметра анизотропии  $\eta k v_F \ll \omega_H$  или для тех направлений  $\mathbf{H}_0$ , при которых  $v_D$  близко к нулю, поглощение Ландау отсутствует и даже в условиях сильно аномального скин-эффекта имеет место циклотронный резонанс той же интенсивности, что и в магнитном поле, параллельном поверхности образца. В этом случае бесстолкновительное поглощение электромагнитного поля вызвано циклотронным поглощением при частоте внешнего электромагнитного поля  $\omega = n\omega_H$ , равной циклотронной частоте и ее гармоникам. Действительная и мнимая части импеданса  $Z_{xx}$  как функции  $\omega/\omega_H$  при  $\omega\tau = 20$  для различных значений параметра анизотропии  $\eta$  представлены на рис. 12 [105].

Для тех направлений  $\mathbf{H}$ , когда  $\alpha$  равно одному из корней функции Бесселя  $J_0(\alpha)$ , или когда выполнено условие  $\eta k v_F \ll \omega_H$ , формула (60) преобразуется к виду

$$\sigma_{xx} = \frac{i\omega_p^2}{\pi k d_0 \omega_H} \left( \text{ctg}(\pi\tilde{\omega}/\omega_H) - \frac{\sin k d_0}{\sin(\pi\tilde{\omega}/\omega_H)} \right), \quad (64)$$

и выражения для электрического поля в проводнике

$$E_x(\xi) = -\frac{2E'_x(0)}{\pi} \int_0^\infty \frac{dk \cos k\xi}{k^2 - 4\pi i \omega c^{-2} \sigma_{xx}(k)}. \quad (65)$$

поверхностного импеданса (63) могут быть существенно упрощены. Здесь  $E'_i(0)$  производная электрического поля на поверхности проводника. Так как реальная часть компоненты  $\sigma_{xx}(k)$  тензора проводимости положительна, можно записать

$$\frac{k}{k^3 - 4\pi i k \omega c^{-2} \sigma_{xx}} = ik \int_0^\infty dt \exp(-i(k^3 - 4\pi i k \omega c^{-2} \sigma_{xx})t). \quad (66)$$

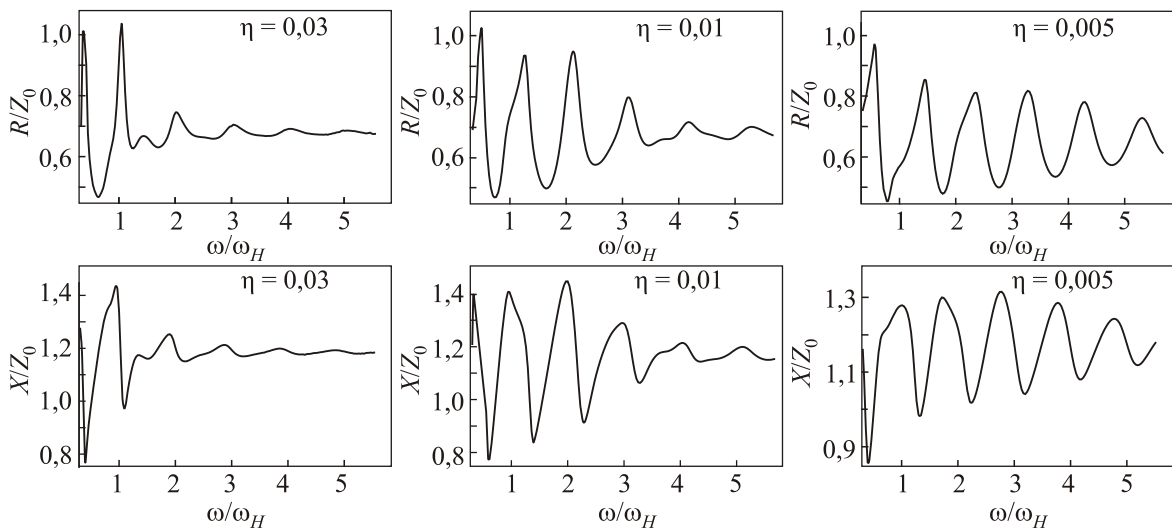


Рис. 12. Зависимость  $R/Z_0$  и  $X/Z_0$  от  $\omega/\omega_H$ , где  $Z_0 = 8\omega/c^2 k_0$ ,  $k_0 = (2\omega_p^2 \omega / v_F c^2)^{1/3}$ , при  $\omega\tau = 20$ ,  $k_0 v_F / \omega = 50$ ,  $\theta = \pi/6$ ,  $\phi = \pi/4$ ,  $mv_F/p_0 = 2$ ,  $\eta = 0,03, 0,01, 0,05$ .

Разлагая экспоненту в ряд Фурье по  $kd_0$  и интегрируя результат по  $t$ , получим

$$E_x(\xi) = -\frac{2iE'_x(0)}{\pi} \int_0^\infty \frac{dkk}{\sqrt{a^2+b^2}} \left\{ \cos k\xi + \sum_{l=1}^\infty i^l b^l \times \right. \\ \left. \times \frac{\left( \cos \left[ k(\xi+ld_0) - \frac{\pi l}{2} \right] + \cos \left[ k(\xi-l d_0) - \frac{\pi l}{2} \right] \right)}{(\sqrt{a^2+b^2}+a)^l} \right\}, \quad (67)$$

где

$$a = ik^3 + i \frac{k_0^3 \omega}{\omega_0 \sin \phi} \operatorname{ctg} \frac{\pi \tilde{\omega}}{\omega_H}, \quad b = \frac{k_0^3 \omega}{\omega_0 \sin \phi} \sin^{-1} \frac{\pi \tilde{\omega}}{\omega_H}, \\ k_0 = (2\omega_p^2 \omega_0 / v_F c^2)^{1/3}, \quad \omega_0 = |e| H_0 / mc.$$

Так как  $k_0$  порядка  $\delta^{-1}$ , подынтегральное выражение в (67) является быстро осциллирующей функцией, и электрическое поле  $E_x(\xi)$  принимает экстремальные значения на расстояниях, близких к  $ld_0$  от поверхности образца.

В бесстолкновительном пределе проводимость (64) становится мнимой, и слабо затухающие волны с частотами  $\omega = n\omega_H + \Delta\omega(k)$ ,  $0 < |\Delta\omega(k)| < \omega_H$  могут распространяться даже в условиях сильной пространственной дисперсии [106].

Для  $\vartheta = \vartheta_i$  таких, что  $\mathbf{v}_D \approx 0$ , импеданс

$$Z_{xx} = \frac{8}{3ic} \left( \frac{\omega^2 v_F \sin \phi}{2\omega_p^2 c} \right)^{1/3} \int_0^\infty \frac{dt t^{-1/3}}{\sqrt{t^2 - 1 + 2t \operatorname{ctg} \frac{\pi \tilde{\omega}}{\omega_H}}} \quad (68)$$

проявляет осцилляционную зависимость от обратной величины магнитного поля, типичную для проводников, помещенных в магнитное поле, параллельное поверхности образца. В окрестности резонансов, когда  $|\omega - n\omega_H| \ll \omega_H$ ,  $\left| \operatorname{ctg} \frac{\pi \tilde{\omega}}{\omega_H} \right| \gg 1$ , асимптотическое представление (68) имеет вид

$$Z_{xx} \approx -\frac{8i}{3c} \left( \frac{\omega^2 v_F \sin \phi}{2\omega_p^2 c} \right)^{1/3} \mathbf{B} \left( \frac{1}{6}, \frac{2}{3} \right) \operatorname{tg}^{1/3} \frac{\pi \tilde{\omega}}{\omega_H}, \quad (69)$$

$\mathbf{B}(x, y)$  — бета-функции Эйлера.

В условиях строгого резонанса  $\omega = n\omega_H$  и  $\vartheta = \vartheta_i$ , электрическое поле можно записать в виде

$$E_x(\xi) = \sum_l E_l(\xi), \quad (70)$$

где функции  $E_l(\xi)$  существенно отличны от нуля только в малой окрестности  $\xi = ld_0$ ,

$$E_l(ld_0) = (-1)^{ln+1} \frac{e^{i\pi/6} \cos\left(\frac{\pi l}{2}\right) \operatorname{th}^{1/3} \gamma}{2^{l-1} 3\pi^{1/3} \kappa_0 \operatorname{ch}^l \gamma} E'_x(0) \times \\ \times \mathbf{B} \left( l + \frac{1}{3}, \frac{2}{3} \right) {}_2F_1 \left( \frac{l}{2} + \frac{1}{6}, \frac{l}{2} + \frac{2}{3}, l+1, \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \gamma} \right), \quad (71)$$

$\kappa_0 = (4\omega_p^2/d_0 c^2)^{1/3}$ ,  $\gamma = \pi/(\omega_H \tau)$ ,  ${}_2F_1(\alpha, \beta, \gamma, z)$  — гипергеометрическая функция Гаусса.

Структура электрического поля в глубине образца аналогична предсказанной Азбелем [107] для квазиизотропных металлов, помещенных в магнитное поле, параллельное поверхности образца. При четных  $l$  имеются одиночные максимумы, знаки которых чередуются как  $\cos(\pi l/2)$ . При нечетных  $l$  есть два максимума в окрестности  $\xi = ld_0$ , отличающихся знаком, а электрическое поле антисимметрично относительно  $\xi = ld_0$ . Отличие распределения поля в Q2D проводниках состоит в том, что интенсивность пиков электромагнитного поля уменьшается с ростом  $l$  значительно медленнее. Соседние пики имеют одинаковый порядок величины. Это является следствием того, что всплески [107] обусловлены электронами, принадлежащими экстремальным сечениям ПФ, тогда как в Q2D проводниках практически все электроны с энергией Ферми участвуют в их формировании. Из формулы (71) следует, что отношение амплитуд соседних всплесков по порядку величины равно

$$\left| \frac{E((l+1)d_0)}{E(ld_0)} \right| = \exp \left( -\frac{\pi}{\omega_H \tau} \right). \quad (72)$$

Амплитуда всплесков уменьшается с увеличением  $\vartheta_i$ , так как  $\gamma$  пропорционально  $1/\cos \vartheta$ .

Если направление наименьшей проводимости совпадает с внутренней нормалью к поверхности проводника, т.е.  $\phi = 0$ , подынтегральное выражение в (59) не имеет быстро осциллирующей фазы, так как  $\mathbf{k}\mathbf{v} = \eta k v_F$  пропорционально  $\eta$ , и мы не можем получить простые асимптотики кинетических коэффициентов. Однако и в этом случае физический механизм, обсуждавшийся выше, приводит к резонансным осцилляциям кинетических коэффициентов с изменением ориентации магнитного поля, если условие  $\eta k r_0 = 1$  (или  $\eta r_0 = \delta$ ) выполнено.

## 7. Циклотронные волны в Q2D проводниках

В металлах при низких температурах могут существовать различные электромагнитные коллективные моды, значительная часть из которых имеет аналоги в газовой плазме. Большинство этих возбуждений являются сильно затухающими и только в некоторых об-

ластях частот и при определенных параметрах плазмы твердого тела возможно существование слабозатухающих волн. В отсутствие магнитного поля электромагнитные волны с частотами меньше плазменной частоты  $\omega_p$  не могут распространяться в плазменных средах, они затухают или испытывают полное отражение. Поглощение волн вызвано столкновениями электронов и бесстолкновительным затуханием Ландау, представляющего собой резонансное поглощение электромагнитного поля носителями заряда, скорость которых вдоль волнового вектора совпадает с фазовой скоростью волны. Последний механизм поглощения является основным для высокочастотных мод  $\omega\tau \gg 1$ . При  $\omega > \omega_p$  ток смещения превышает ток проводимости, диэлектрическая проницаемость в бесстолкновительном пределе  $\tau \rightarrow \infty$  положительна, и плазма является прозрачной для электромагнитных волн.

Магнитное поле оказывает влияние на динамику электронов и изменяет электромагнитные свойства плазменной среды. При низких температурах в проводниках, помещенных в магнитное поле, возможно распространение волн с частотами значительно меньшими  $\omega_p$  и длиной затухания, равной длине свободного пробега носителей заряда, при условии, что электрон за время свободного пробега совершит как минимум несколько оборотов по циклотронной орбите [108,109].

В присутствии постоянного магнитного поля появляется еще один механизм бесстолкновительного поглощения — циклотронное затухание, возникающее, когда частота электромагнитного поля совпадает с  $\omega_H$ . Электроны, движущиеся по спирали в фазе с волной, ускоряются электрическим полем в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{H}$ , и поглощают энергию электромагнитного поля. При этом резонансные частицы, движущиеся вдоль  $\mathbf{H}$ , по-прежнему вызывают затухание Ландау. Резкие максимумы высокочастотной проводимости, соответствующие интенсивному бесстолкновительному поглощению, появляются при условии (58).

Как правило, слабозатухающие волны связаны с высокочастотными резонансами. Электромагнитная энергия, поглощаемая проводником в условиях резонансов, может распространяться в виде коллективных мод. Характерным как для твердотельной, так и для газовой плазмы типом возбуждений являются так называемые циклотронные волны. Этим термином принято называть коллективные моды, частота которых близка к частоте вращения электронов в магнитном поле и ее гармоникам  $\omega \approx n\omega_H + \Delta\omega$ ,  $n = 1, 2, \dots$ , где  $|\Delta\omega| > \tau^{-1}$ . Их физическую природу можно пояснить, рассматривая электроны в магнитном поле как осцилляторы с собственной частотой  $\omega_H$ , являющиеся источниками электромагнитного поля. Гармоники циклотронной частоты возбуждаются за счет того, что движение электрона по орбите в постоянном магнитном поле возмущается неоднородным высокочастотным

самосогласованным полем. В обычных металлах и газовой плазме циклотронные волны распространяются преимущественно перпендикулярно внешнему магнитному полю в условиях нелокальной связи плотности тока и электрического поля. В случае  $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$  область бесстолкновительного затухания в плоскости  $(\omega, k)$  превращается в серию линий, и резонансное поглощение происходит только при строгом выполнении условия  $\omega = n\omega_H$ .

Топология ПФ имеет существенное влияние на характеристики коллективных мод, так как электрический ток, возбуждаемый волной, оказывает самосогласованное воздействие на волновой процесс. Распространение коллективных мод в слоистых Q2D проводниках отличается рядом особенностей, связанных с энергетическим спектром носителей заряда. При некоторых ориентациях магнитного поля относительно слоев проводника проекция скорости электрона на направление  $\mathbf{H}$ , усредненная за период движения по циклотронной орбите, является пренебрежимо малой величиной. Для этих направлений  $\mathbf{H}$  бесстолкновительное поглощение отсутствует и возможно распространение слабозатухающих волн даже в условиях сильной пространственной дисперсии [106] при произвольной ориентации волнового вектора относительно  $\mathbf{H}$ . Таким образом, в сильно анизотропных органических проводниках существуют направления прозрачности при распространении коллективных мод в условиях сильной пространственной дисперсии. Это свойство является общим для всех элементарных возбуждений бозевого типа в рассматриваемых проводящих системах.

В настоящем параграфе рассмотрены циклотронные волны в слоистых проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром [106] при произвольной ориентации магнитного поля и волнового вектора относительно слоев. Смещение электрона вдоль магнитного поля за период вращения по циклотронной орбите предполагается по порядку величины равным длине волны электромагнитного поля в проводнике. В этих условиях необходимо учитывать пространственную дисперсию в направлении наименьшей проводимости.

Полагая пространственно-временную зависимость всех переменных величин в виде  $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$ , из уравнений Максвелла нетрудно получить дисперсионное уравнение, определяющее частоты собственных мод  $\omega(\mathbf{k})$  электромагнитного поля,

$$\det \left[ k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) \right] = 0. \quad (73)$$

Реальные части корней уравнения (73) определяют спектр коллективных мод, а мнимые — декремент затухания. Здесь  $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \delta_{ij} + (4\pi i/\omega)\sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k})$  — тен-



зор диэлектрической проницаемости,  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера. Для частот  $\omega$ , много меньших чем  $\sigma_{ij}$ , первым слагаемым в выражении для  $\varepsilon_{ij}$  можно пренебречь.

Если волновой вектор  $\mathbf{k} = (k \sin \phi, 0, k \cos \phi)$  находится в плоскости  $xz$ , то раскрывая определитель, получим

$$A \left( \frac{kc}{\omega} \right)^4 + B \left( \frac{kc}{\omega} \right)^2 + C = 0, \quad (74)$$

где

$$A = \varepsilon_{xx} \sin^2 \phi + 2\varepsilon_{xz} \sin \phi \cos \phi + \varepsilon_{zz} \cos^2 \phi,$$

$$B = -\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} - (\varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} + \varepsilon_{yz}^2) \cos^2 \phi - (\varepsilon_{xx} \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{xy}^2) \sin^2 \phi + \varepsilon_{xz}^2 + 2(\varepsilon_{xy} \varepsilon_{yz} - \varepsilon_{xz} \varepsilon_{yy}) \sin \phi \cos \phi,$$

$$C = \det [\varepsilon_{ij}] =$$

$$= \varepsilon_{zz} (\varepsilon_{xx} \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{xy}^2) + \varepsilon_{xx} \varepsilon_{xy}^2 + 2\varepsilon_{xy} \varepsilon_{xz} \varepsilon_{yz} - \varepsilon_{yy} \varepsilon_{xz}^2.$$

В наиболее общем виде Q2D энергетический спектр носителей заряда в одноэлектронном приближении определяется выражением (11). В случае сильной пространственной дисперсии  $kr_0 \gg 1$ ,  $\eta kr_0 \approx 1$ , где  $r_0 = v_F / \omega_H$  — ларморовский радиус электрона проводимости (как и в предыдущих параграфах, здесь  $\omega_H = |e| \hbar / m^* c$ ,  $m^*$  — эффективная циклотронная масса носителей заряда). Интегралы по  $t, t_1$  в формуле (59) вычисляются по методу стационарной фазы [104], причем, если  $\omega \approx \omega_H$ , то стационарные точки определяются из уравнений  $v_x(\varphi) = 0$ ,  $v_x(\varphi - \varphi_1) = 0$ , где  $\varphi = \omega_H t$ ,  $\varphi_1 = \omega_H t_1$ . В наиболее общем случае асимптотика тензора проводимости имеет вид

$$\sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar^3} \int dp_H \frac{m^* \omega_H^{-1}}{1 - \exp \left( 2\pi i \frac{\tilde{\omega} - \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle_\varphi}{\omega_H} \right)} \sum_\alpha \kappa(\varphi^{(\alpha)}) \frac{\exp \left[ i \frac{\tilde{\omega}}{\omega_H} \varphi_1^{(\alpha)} - i R(\varphi^{(\alpha)}, \varphi_1^{(\alpha)}) + i \frac{\pi}{4} s \right] v_i(\varphi^{(\alpha)}) v_j(\varphi^{(\alpha)} - \varphi_1^{(\alpha)})}{\sqrt{|\det(R''_{\varphi\varphi_1}(\varphi^{(\alpha)}, \varphi_1^{(\alpha)}))|}}, \quad (75)$$

здесь

$$R(\varphi, \varphi_1) \equiv \frac{1}{\omega_H} \int_{\varphi - \varphi_1}^{\varphi} d\varphi' \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle(\varphi'), \quad \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle_\varphi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle(\varphi'),$$

$$\tilde{\omega} = \omega + i0.$$

Суммирование производится по всем стационарным точкам  $\varphi^{(\alpha)} = (\varphi^{(\alpha)}, \varphi_1^{(\alpha)})$ ,  $\kappa(\varphi^{(\alpha)}) = 1$ , если стационарная точка находится внутри области интегрирования  $0 < \varphi^{(\alpha)} < 2\pi$ ,  $0 < \varphi_1^{(\alpha)} < 2\pi$  и  $\kappa(\varphi^{(\alpha)}) = 1/2$ , если она расположена на границе области,

$$s = \text{sign } R''_{\varphi\varphi_1}(\varphi^{(\alpha)}, \varphi_1^{(\alpha)}) = v_+(R''_{\varphi\varphi_1}) - v_-(R''_{\varphi\varphi_1}),$$

где  $v_+(R''_{\varphi\varphi_1})$  и  $v_-(R''_{\varphi\varphi_1})$  — числа положительных и отрицательных собственных значений матрицы

$$R''_{\varphi\varphi_1} \equiv \frac{\partial^2 R(\varphi^{(\alpha)}, \varphi_1^{(\alpha)})}{\partial \varphi \partial \varphi_1}$$

соответственно. Учитывая слабую зависимость площади сечения ПФ плоскостью  $p_H = \text{const}$  и циклотронной массы от проекции импульса  $p_H$  на направление магнитного поля, значения величин  $m^*$  и  $\omega_H^{-1}$  в формуле (75) можно взять в нулевом приближении по параметру квазидвумерности  $\eta$  и вынести  $m^* \omega_H^{-1}$  за знак интеграла. Зависимость циклотронной частоты от  $p_H$  следует учитывать только в

выражении  $k_x v_x / \omega_H$  в показателе экспоненты при условии, что  $\eta k v_F \approx \omega_H$ .

Допустим, что магнитное поле  $\mathbf{H} = (H \sin \vartheta, 0, H \cos \vartheta)$  расположено в плоскости  $xz$ . Повторяя рассуждения §6, найдем, что максимальной из компонент тензора  $\sigma_{ij}$  будет  $\sigma_{yy}$  пропорциональная  $(kr_0)^{-1}$ , разложение компонент  $\sigma_{xj}$ ,  $j = x, y, z$  по степеням  $(kr_0)^{-1}$  начинается с членов более высокого порядка малости, компоненты  $\sigma_{z\alpha}$ ,  $\alpha = x, y, z$  пропорциональны степеням  $\eta$ . В основном приближении по малым параметрам  $(kr_0)^{-1}$  и  $\eta$  получим из (74) следующее дисперсионное уравнение

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{yy}. \quad (76)$$

При учете в дисперсионном уравнении слагаемого, пропорционального  $\sigma_{xy} \sigma_{yx}$ , электрическое поле волны, определяемой этим уравнением, имеет малую продольную составляющую. В рассматриваемом приближении эта коллективная мода является поперечной с электрическим полем, поляризованным вдоль оси  $Y$ .

Для распространения слабозатухающих волн необходимо выполнение условия

$$|\omega - n\omega_H| > \max |\langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle_\varphi|. \quad (77)$$

Вне области значений  $\omega, \mathbf{k}$ , соответствующих этому неравенству, подынтегральное выражение в формуле

(75) имеет полюс, и после интегрирования по  $p_H$  дисперсионное уравнение приобретает мнимую часть, ответственную за сильное поглощение волны. В слоистых проводниках дрейфовая скорость  $\mathbf{v}_D = \langle \mathbf{v} \rangle_\varphi$  электронов осциллирует с изменением угла  $\vartheta$  между магнитным полем и нормалью к слоям. Для некоторых направлений  $\mathbf{H}$  относительно слоев проводника  $\mathbf{v}_D$  близко к нулю и бесстолкновительное поглощение отсутствует, затухание волны определяется процессами рассеяния электронов, а декремент затухания пропорционален частоте столкновений носителей заряда. В этом случае существование коллективных мод возможно даже при условии сильной пространственной дисперсии. В области значений  $\omega$  и  $\mathbf{k}$  таких, что  $\mathbf{k}\mathbf{v}_m \gg \omega_H$ ,  $\eta k v_F = \omega_H$ , где  $\mathbf{v}_m$  — максимальное значение скорости в направлении волнового вектора  $\mathbf{k}$ , существуют решения дисперсионного уравнения (76) в области резонанса

$$\omega = n\omega_H + \Delta\omega, \quad (78)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$ , а  $|\Delta\omega|$  находится в интервале  $0 < |\Delta\omega| < \omega_H$ .

Чтобы найти спектр циклотронных мод в явном виде, воспользуемся формулой (1) для закона дисперсии носителей заряда. Для тех направлений  $\mathbf{H}$ , когда  $\alpha$  равно одному из нулей  $\alpha_i = (m v_F / p_0) \operatorname{tg} \vartheta_i$  функции Бесселя  $J_0(\alpha)$ , среднее  $\langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle_\varphi = \eta^2$  и дисперсионное уравнение приобретает вид

$$1 + 2 \frac{(kr_0)^{-3} \left( \frac{\omega_p v_F}{\omega_H c} \right)^2 \cos(\pi \tilde{\omega} / \omega_H) - \langle \sin R(\vartheta_i) \rangle_\beta}{\pi \sin \phi \left( \frac{\omega_p v_F}{\omega_H c} \right) \sin(\pi \tilde{\omega} / \omega_H)} = 0, \quad (79)$$

где

$$R(\vartheta_i) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\mathbf{k}\mathbf{v}(\varphi)}{\omega_B(\beta_i)} d\varphi = 2 \frac{k_x v_\perp}{\omega_H(\beta_i)} - \pi \eta \frac{k_z v_F}{\omega_H} S_0(\alpha_i) \cos \beta_i + \eta \frac{k_x v_F}{2\omega_H} \operatorname{tg} \vartheta_i \cos \beta_i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_{2n+1}(\alpha_i)}{n(n+1)(2n+1)},$$

$$S_0(\alpha) = (2/\pi) \int_0^{\pi/2} dt \sin(\alpha \cos t) \quad \text{— функция Струве,}$$

$\beta_i = p_H / p_0 \cos \vartheta_i$ ,  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m}$  — плазменная частота,  $n_0 = p_0 m^2 v_F^2 / 2\pi \hbar^3$  — плотность носителей заряда.

В случае  $\frac{1}{(kr_0)^3} \left( \frac{\omega_p v_F}{\omega_H c} \right)^2 \gg 1$ , который легко реали-

зуется в проводниках с плотностью носителей заряда порядка одного на атом, решение уравнения (79) можно представить в виде

$$\omega = \omega_H \left( n - \frac{1}{2} + \frac{(-1)^n}{\pi} \arcsin \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\beta \sin \left( \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\mathbf{k}\mathbf{v}(\varphi)}{\omega_H(\beta)} d\varphi \right) \right). \quad (80)$$

В обратном предельном случае  $\frac{1}{(kr_0)^3} \left( \frac{\omega_p v_F}{\omega_H c} \right)^2 \ll 1$

спектр циклотронных волн определяется выражением

$$\omega = n\omega_H \left( 1 - 2 \frac{(kr_0)^{-3} \left( \frac{\omega_p v_F}{\omega_H c} \right)^2}{\pi \sin \phi} \times \left( 1 - (-1)^n \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\beta \sin \left( \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\mathbf{k}\mathbf{v}(\varphi)}{\omega_H(\beta)} d\varphi \right) \right) \right). \quad (81)$$

В слоистых проводниках для определенных направлений внешнего магнитного поля относительно слоев возможно распространение электромагнитных волн с частотами в окрестности циклотронного резонанса при произвольной ориентации векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{H}$ . Вследствие осцилляционной зависимости дрейфовой скорости от угла между магнитным полем и нормалью к слоям в Q2D проводнике возникают окна прозрачности для коротковолновых коллективных мод. Аналогичные типы возбуждений в квазиизотропных проводниках возможны лишь, когда волновой вектор перпендикулярен внешнему магнитному полю.

Рассмотрим частный случай, когда и волновой вектор  $\mathbf{k} = (k, 0, 0)$  ортогонален магнитному полю  $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ , направленному вдоль нормали к слоям. Для изотропного энергетического спектра электронов в плоскости слоев (1) имеем  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$ ,  $\epsilon_{xz} = \epsilon_{yz} = 0$  и дисперсионное уравнение (74)

$$\det \left[ k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) \right] = \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{zz} \right) \left( k^2 \epsilon_{xx} - \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_{xx} \epsilon_{yy} - \epsilon_{xy} \epsilon_{yx}) \right) = 0$$

разбивается на два уравнения

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} \epsilon_{xx} = \epsilon_{xx} \epsilon_{yy} + \epsilon_{xy}^2, \quad \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \epsilon_{zz}, \quad (82)$$

первое, из которых исследовано выше в условиях сильной пространственной дисперсии при произвольных ориентациях магнитного поля и волнового вектора. Второе уравнение описывает поперечную моду с электрическим полем, поляризованным в направлении наименьшей проводимости. Найдем спектр этой волны [110]. В рассматриваемом случае выражения для компонент скорости электрона определяются формулами (3), (4), в которых нужно положить  $\vartheta = 0$ .

Межслоевая проводимость  $\sigma_{zz}$  определяется выражением

$$\sigma_{zz} = \frac{\eta^2 \omega_p^2}{8\pi^2 \omega_H} \int_{-\pi}^{\pi} d\beta \sin^2 \beta \left( 1 - \exp\left( 2\pi i \frac{\tilde{\omega}}{\omega_H} \right) \right)^{-1} \times \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi d\varphi_1 \exp\left( iR(\varphi, \varphi_1) - i \frac{\tilde{\omega}}{\omega_H} \varphi_1 \right), \quad (83)$$

здесь

$$R(\varphi, \varphi_1) = -(kv_{\perp}/\omega_H) \sin \varphi + (kv_{\perp}/\omega_H) \sin(\varphi - \varphi_1),$$

$v_{\perp} = v_F \sqrt{1 + \epsilon \cos \beta} = v_F \left( 1 + \frac{1}{2} \epsilon \cos \beta \right)$  — скорость в плоскости слоев,  $\epsilon = \eta v_F p_0 / \epsilon_F$ ,  $\beta = p_z / p_0$ ,  $p_z = p_H$ .

После интегрирования по  $\varphi$  и  $\varphi_1$  получим

$$\sigma_{zz} = \frac{i\eta^2 \omega_p^2}{4\pi \omega_H} \int_{-\pi}^{\pi} d\beta \frac{J_{\tilde{\omega}/\omega_H}(2kv_{\perp}/\omega_H) J_{-\tilde{\omega}/\omega_H}(2kv_{\perp}/\omega_H)}{\sin(\pi \tilde{\omega}/\omega_H)}. \quad (84)$$

В случае сильной пространственной дисперсии  $kr_0 \gg 1$  можно воспользоваться асимптотическим представлением функции Бесселя при больших значениях аргумента и выполнить интегрирование по  $\beta$ . В результате дисперсионное уравнение принимает вид

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \eta^2 \frac{\omega_p^2}{\omega_H \omega} \frac{1}{kr_0} \left( \operatorname{ctg} \frac{\pi \tilde{\omega}}{\omega_H} + \frac{2J_1(\epsilon kr_0)}{\epsilon kr_0} \frac{\sin 2kr_0}{\sin(\pi \tilde{\omega}/\omega_H)} \right). \quad (85)$$

При условии  $\frac{\eta^2}{(kr_0)^3} \left( \frac{\omega_p v_F}{\omega_H c} \right)^2 \ll 1$ , которое практически всегда выполняется в сильно анизотропных органических проводниках для достаточно больших значений параметра  $kr_0$ , из уравнения (85) получим следующее выражение для частоты циклотронной волны:

$$\omega(k) = n\omega_H \times$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{\eta^2}{\pi(kr_0)^3} \left( \frac{\omega_p v_F}{\omega_H c} \right)^2 \left( 1 + (-1)^n \frac{2J_1(\epsilon kr_0)}{\epsilon kr_0} \sin 2kr_0 \right) \right\}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (86)$$

В этой формуле множитель с функцией Бесселя  $2J_1(\epsilon kr_0)/\epsilon kr_0$  возникает после интегрирования по  $\beta$ , вследствие зависимости скорости электрона в плоскости слоев  $v_{\perp}$  от проекции импульса на направление магнитного поля. В случае предельно малых значений параметра анизотропии  $v_{\perp} = v_F$  и  $\epsilon kr_0 \ll 1$ , имеем:  $2J_1(\epsilon kr_0)/\epsilon kr_0 \approx 1$ .

Как следует из соотношений (80), (81), (86), в условиях сильной пространственной дисперсии имеет место осцилляционная зависимость частот циклотронных волн от волнового вектора.

### Заключение

Рассмотренные в настоящей статье осцилляционные и высокочастотные резонансные эффекты в сильно анизотропных органических проводниках не исчерпывают разнообразие интересных электронных явлений в низкоразмерных системах. Мы ограничились обзором явлений, обусловленных динамикой электронов проводимости в сильных магнитных полях и содержащих важную информацию о топологической структуре ПФ и релаксационных процессах. Нам представляется, что спектроскопические возможности рассмотренных здесь физических эффектов могут быть полезными при анализе экспериментальных данных в ВТСП в нормальном состоянии, диалкогенидах переходных металлов и других низкоразмерных системах.

1. W.A. Little, *Phys. Rev.* **134**, A1416 (1964).
2. I.F. Schegolev, *Phys. Status Solidi A* **12**, 9 (1972).
3. D. Jerome and H.J. Schulz, *Adv. Phys.* **31**, 299 (1982).
4. T. Ishiguro, K. Yamaji, and G. Saito, *Organic Supercond.* Springer Verlag, Berlin (1998).
5. Э.Б. Ягубский, И.Ф. Щеголев, В.Н. Лаухин, П.Ф. Кононович, М.В. Карцовник, А.В. Зворикина, Л.И. Буравов, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 12 (1984).
6. М.В. Карцовник, В.Н. Лаухин, В.И. Нижанковский, А.А. Игнатъев, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 302 (1988).
7. М.В. Карцовник, П.А. Кононович, В.Н. Лаухин, И.Ф. Щеголев, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 498 (1988).
8. I.D. Parker, D.D. Pigram, R.H. Friend, M. Kurmo, and P. Day, *Synth. Met.* **27**, A387 (1988).
9. K. Oshima, T. Mori, H. Inokuchi, H. Urayama, H. Yamochi, and C. Saito, *Phys. Rev. B* **38**, 938(R) (1988).
10. N. Toyota, T. Sasaki, T. Murata, Y. Honda, M. Tokumoto, H. Bando, N. Kinoshima, and H. Anzai, *J. Phys. Soc. Jpn.* **57**, 2616 (1988).
11. K. Kajita, Y. Nishio, T. Takahashi, W. Sasaki, R. Kato, and H. Kobayashi, *Solid State Commun.* **70**, 1189 (1989).
12. W. Kang, G. Mпntambaux, J.R. Cooper, D. Jerome, P. Batai, C. Lenoir, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2559 (1989).
13. H. Urayama, H. Yamochi, G. Saito, S. Sato, A. Kawamoto, J. Tanaka, T. Mori, Y. Maruyama, and H. Inokuchi, *Chem. Lett.* **17**, 463 (1988).
14. В.Ф. Каминский, Т.Г. Прохорова, Р.П. Шибеева, Э.Б. Ягубский, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 15 (1984).
15. H. Kobayashi, R. Kato, A. Kobayashi, G. Saito, M. Tokumoto, H. Anzai, and T. Ishiguro, *Chem. Lett.* **14**, 1293 (1985).
16. H. Kuroda, K. Yakushi, H. Tajima, A. Ugawa, Y. Okawa, A. Kobayashi, R. Kato, H. Kobayashi, and G. Saito, *Synth. Met.* **27**, A491 (1988).
17. K. Yamaji, *J. Phys. Soc. Jpn.* **58**, 1520 (1989).

18. V.G. Peschansky, J.A. Roldan Lopez, and Toji Gnado Yao, *J. Phys. France* **1**, 1469 (1991).
19. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **37**, 925 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 734 (2011)].
20. И.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **38**, 1569 (1960).
21. И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **35**, 1251 (1958).
22. P.Kapitza, *Proc. R. Soc. A* **129**, 358 (1928).
23. Н.Н. Боголюбов, Ю.А. Митропольский, *Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний*, Наука, Москва (1974).
24. J. Wosnitzer, *Fermi Surface of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors. Springer Tracts in Modern Physics*, Springer Verlag, Berlin (1996).
25. M.V. Kartsovnik and V.N. Laukhin, *J. Phys. France* **6**, 1753 (1996).
26. V.G. Peschansky, *Phys. Rep.* **288**, 305 (1997).
27. J. Singleton, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1111 (2000).
28. M.V. Kartsovnik, *Chem. Rev.* **104**, 5737 (2004).
29. М.В. Карцовник, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **31**, 249 (2005). [*Low Temp. Phys.* **31**, 185 (2005)]
30. S. Uji, and J.S. Brooks in: *The Physics of Organic Superconductors and Conductors, Springer Series in Material Sciences*, A.G. Lebed (ed.), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg **110**, 89 (2008).
31. M.V. Kartsovnik, *The Physics of Organic Superconductors and Conductors*, A.G. Lebed (ed.), *Springer Series in Material Sciences*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg **110**, 185 (2008).
32. A. Carrington, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 124507 (2011).
33. F. Schegolev, P.A. Kononovich, V.N. Laukhin, and M.V. Kartsovnik, *Phys. Scripta* **29**, 46 (1989).
34. R. Yagi, Y. Iye, Y. Hashimoto, T. Odagiri, H. Noguchi, H. Sasaki, and T. Ikoma, *J. Phys. Soc. Jpn.* **60**, 3784 (1991).
35. Y. Iye, M. Baxendale, and V.Z. Mordkovich, *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 1643 (1994).
36. M. Baxendale, V.Z. Mordkovich, and S. Yoshimura, *Solid State Commun.* **107**, 165 (1998).
37. E. Ohmichi, H. Adachi, Y. Mori, Y. Maeno, T. Ishiguro, and T. Oguchi, *Phys. Rev. B* **59**, 7263 (1999).
38. Y. Yoshida, A. Mukai, R. Settai, K. Miyake, Y. Inada, Y. Onuki, K. Betsuyaki, H. Harima, T.D. Tsumura, Y. Aoki, and H. Sato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **68**, 3041 (1999).
39. G.M. Danner, W. Kang, and P.M. Chaikin, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3714 (1994).
40. T. Osada, A. Kawasumi, S. Kagoshima, N. Miura, and G. Saito, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1525 (1991).
41. M.J. Naughton, O.H. Chung, M. Chaparala, X. Bu, and P. Coppens, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3712 (1991).
42. T. Osada, S. Kagoshima, and N. Miura, *Phys. Rev. B* **46**, 1812 (1992).
43. А.Г. Лебедь, *Письма в ЖЭТФ* **43**, 137 (1986).
44. L.D. Landau, *Z. Phys.* **64**, 629 (1930).
45. L.W. Shubnikov and W.J. de Haas, *Leiden Commun.* **207**, 210 (1930).
46. W.J. de Haas and P.M. van Alphen, *Leiden Commun. A* **212**, 215 (1930).
47. L. Onsager, *Philos. Mag.* **43**, 1006 (1952).
48. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич, *ЖЭТФ* **29**, 730 (1955).
49. R.B. Dingle, *Proc. R. Soc. A* **211**, 517 (1952).
50. J. Wosnitzer, G. Goll, D. Beckmann, S. Wanka, D. Schweitzer, and W. Strunz, *J. Phys. France* **6**, 1597 (1996).
51. J. Wosnitzer, G.W. Crabtree, J.M. Williams, H.H. Wang, K.D. Carlson, and U. Geiser, *Synth. Met.* **56**, 2891 (1993).
52. Ю.А. Богод, В.Б. Красовицкий, В.Г. Герасимечко, *ЖЭТФ* **66**, 1362 (1974).
53. Ю.А. Богод, В.Б. Красовицкий, С.А. Миронов, *ЖЭТФ* **78**, 1099 (1980).
54. Ю.А. Богод, В.Б. Красовицкий, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **9**, 832 (1983) [*Low Temp. Phys.* **9**, 431 (1983)].
55. Ю.А. Богод, В.Б. Красовицкий, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **12**, 610 (1986) [*Low Temp. Phys.* **12**, 345 (1986)].
56. В.М. Поляновский, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 108 (1987).
57. V. Polyakov, *Phys. Rev. B* **47**, 1985 (1993).
58. M.V. Kartsovnik, P.D. Grigoriev, W. Biberacher, N.D. Kushch, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 126802 (2002).
59. М.В. Карцовник, П.А. Кононович, В.Н. Лаухин, С.И. Песоцкий, И.Ф. Щеголев, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 453 (1989).
60. E. Ohmichi, H. Ito, T. Ishiguro, G. Saito, and T. Komatsu, *Phys. Rev. B* **57**, 7481 (1998).
61. T.G. Togonidze, M.V. Kartsovnik, J.A.A.J. Perenboom, N.D. Kushch, and H. Kobayashi, *Physica B* **294–295**, 435 (2001).
62. L. Balicas, J.S. Brooks, K. Storr, D. Graf, S. Uji, H. Shinagawa, E. Ojima, H. Fujiwara, H. Kobayashi, A. Kobayashi, and M. Tokumoto, *Solid State Commun.* **116**, 557 (2000).
63. P.D. Grigoriev, *Phys. Rev. B* **67**, 144401 (2003).
64. L. van Hove, *Phys. Rev.* **89**, 1189 (1953).
65. A.A. Varlamov, V.S. Egorov, and A.V. Pantsulaya, *Adv. Phys.* **38**, 469 (1989).
66. M.V. Kartsovnik, G. Andres, S.V. Simonov, W. Biberacher, I. Sheikin, N.D. Kushch, and H. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 166601 (2006).
67. A.F. Bangura, P.A. Coddard, J. Singelton, S.W. Tozer, A.I. Coldea, A. Ardovan, R.D. McDonald, S.J. Blundell, and J.A. Schlueter, *Phys. Rev. B* **76**, 052510 (2007).
68. M.V. Kartsovnik, V.N. Zverev, D. Andres, W. Biberacher, T. Helm, P.D. Grigoriev, R. Ramazashvili, N.D. Kushch, and H. Müller, *ФНТ* **40**, 484 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 377 (2014)].
69. A.B. Pippard, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **270**, 1 (1962).
70. T. Helm, M.V. Kartsovnik, I. Sheikin, M. Bartkowiak, F. Wolff-Fabris, N. Bittner, W. Biberacher, M. Lambacher, A. Erb, J. Wosnitzer, and R. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 247002 (2010).
71. M.V. Kartsovnik, T. Helm, C. Putzke, F. Wolff-Fabris, I. Sheikin, S. Lepault, C. Proust, D. Vignolles, N. Bittner, and W. Biberacher, *New J. Phys.* **13**, 015001 (2011).
72. T. Helm, M.V. Kartsovnik, C. Proust, B. Vignolle, C. Putzke, E. Kampert, I. Sheikin, E.-S. Choi, J.S. Brooks, N. Bittner, W. Biberacher, A. Erb, J. Wosnitzer, and R. Gross, *Phys. Rev. B* **92**, 094501 (2015).
73. О. Galbova, О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **39**, 780 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 602 (2013)].
74. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ЖЭТФ* **150**, 176 (2016).

75. R. Rousseau, M.L. Doulet, E. Canadell, R.P. Shibaeva, S.S. Khasanov, L.P. Rosenberg, N.D. Kusch, and E.B. Yagubskii, *J. Phys. France* **6**, 1527 (1996)
76. M.H. Cohen and L.M. Falicov, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 231 (1961).
77. E.J. Blount, *Phys. Rev.* **126**, 1636 (1962).
78. В.Г. Песчанский, *ФНТ* **23**, 47 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 42 (1997)].
79. В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **121**, 1204 (2002) [*JETP* **94**, 1035 (2002)].
80. О. Галбова, В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ФНТ* **41**, 691 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 537 (2015)].
81. М.Я. Азбель, Е.А. Канер, *ЖЭТФ* **32**, 896 (1957).
82. J. Singleton, F.L. Pratt, M. Doporto, T.J.B.M. Janssen, M. Kurmoo, J.A.A.J. Perenboom, W. Hayes, and P. Day, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2500 (1992).
83. S. Hill, A. Wittlin, J. van Bentum, J. Singleton, W. Hayes, J.A.A.J. Perenboom, M. Kurmoo, and P. Day, *Synth. Met.* **70**, 821 (1995).
84. S. Hill, J. Singleton, F.L. Pratt, M. Doporto, W. Hayes, T.J.B.M. Janssen, J.A.A.J. Perenboom, M. Kurmoo, and P. Day, *Synth. Met.* **56**, 2566 (1993).
85. J. Singleton, F.L. Pratt, M. Doporto, J.M. Caulfield, S.O. Hill, T.J.B.M. Janssen, I. Deckers, G. Pitsi, F. Herlach, W. Hayes, J.A.A.J. Perenboom, M. Kurmoo, and P. Day, *Physica B* **184**, 470 (1993).
86. С.В. Демишев, Н.Е. Случанко, А.В. Семенов, Н.А. Самарин, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 299 (1995).
87. С.В. Демишев, А.В. Семенов, Н.Е. Случанко, Н.А. Самарин, И.Б. Воскобойников, В.В. Глушков, А.Е. Ковалев, Н.Д. Куш, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 215 (1995).
88. S.V. Demishev, A.V. Semeno, N.E. Sluchanko, N.A. Samarin, I.B. Voskoboynikov, V.V. Glushkov, J. Singleton, S.J. Blundell, S.O. Hill, W. Hayes, M.V. Kartsovnik, A.E. Kovalev, M. Kurmoo, P. Day, and D. Kushch, *Phys. Rev. B* **53**, 12794 (1996).
89. С.В. Демишев, А.В. Семенов, Н.К. Случанко, К.А. Самарин, И.Б. Воскобойников, М.В. Карцовник, А.К. Ковалев, Н.Д. Куш, *ЖЭТФ* **111**, 979 (1997) [*J. Exp. Theor. Phys. JETP* **84**, 540 (1997)].
90. Y. Oshima, H. Ohta, K. Koyama, M. Motokawa, H.M. Yamamoto, and R. Kato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **71**, 1031 (2002).
91. Y. Oshima, H.I. Ohta, K. Koyama, M. Motokawa, H.M. Yamamoto, R. Kato, M. Tamura, Y. Nishio, and K. Kajita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **72**, 143 (2003).
92. А.Е. Ковалев, S. Hill, K. Kawano, M. Tamura, T. Naito, and H. Kobayashi, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 216402 (2003).
93. S. Hill, *Phys. Rev. B* **55**, 4931 (1997).
94. H. Ohta, M. Kimata, and Y. Oshima, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **10**, 024310 (2009).
95. A. Ardavan, J.M. Schrama, S.J. Blundell, J. Singleton, W. Hayes, M. Kurmoo, P. Day, and P. Goy, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 713 (1998).
96. А.Е. Ковалев, S. Hill, and J.S. Quall, *Phys. Rev. B* **66**, 134513 (2002).
97. Y. Oshima, M. Kimata, K. Kishigi, H. Ohta, K. Koyama, M. Motokawa, H. Nishikawa, K. Kikuchi, and I. Ikemoto, *Phys. Rev. B* **68**, 054526 (2003).
98. Y. Oshima, M. Kimata, K. Kishigi, H. Ohta, K. Koyama, M. Motokawa, H. Nishikawa, K. Kikuchi, and I. Ikemoto, *Physica B* **346-347**, 387 (2004).
99. S. Takahashi, S. Hill, S. Takasaki, J. Yamada, and H. Anzai, *Phys. Rev. B* **72**, 024540 (2005).
100. F.J. Dyson, *Phys. Rev.* **98**, 349 (1955).
101. В.Г. Песчанский, В.С. Лехциер, *ЖЭТФ* **46**, 764 (1964).
102. М.Я. Азбель, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **54**, 477 (1968).
103. D.I. Stepanenko, *Solid State Commun.* **150**, 1204 (2010).
104. М.В. Федорюк, *Асимптотика: интегралы и ряды*, Наука, Москва (1987).
105. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ФНТ* **40**, 851 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 662 (2014)].
106. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ЖЭТФ* **126**, 1435 (2004) [*J. Exp. Theor. Phys.* **99** 1253 (2004)].
107. М.Я. Азбель, *ЖЭТФ* **39**, 400 (1960).
108. Ф. Платцман, П. Вольф, *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*, Мир, Москва (1975).
109. Е.А. Канер and V.G. Skobov, *Adv. Phys.* **17**, 605 (1968).
110. O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, and D.I. Stepanenko, *Phys. Rev. B* **71**, 045304 (2005).

Kinetic phenomena in organic conductors in high magnetic fields  
(Review Article)

V.G. Peschansky and D.I. Stepanenko

We present the review of the results of experimental and theoretical studies of transport phenomena in strongly anisotropic organic conductors. Considerable attention is paid to the phenomena which are characteristic only for quasi-two-dimensional and quasi-one-dimensional conducting structures and do not have analogues in usual metals and in a truly two-dimensional and one-dimensional conducting systems. We discuss the angular oscillations of the magnetoresistance, the de Haas van Alphen and Shubnikov de Haas effects, high temperature quantum oscillations of magnetoresistance, high-frequency resonances, including those arising due to the motion of electrons on open trajectories. The resonance angular oscillation of high-frequency conductivity and weakly damped electromagnetic waves in quasi-two-dimensional organic conductors under strong spatial dispersion are considered.

PACS: 74.70.Kn Organic superconductors;  
75.15.Gd Galvanomagnetic and other magnetotransport effects;  
**76.40.+b** Diamagnetic and cyclotron resonances.

Keywords: organic metals, angular oscillation, magnetic breakdown, high-frequency resonances.