

Высокочастотные явления в органических металлахВ. М. Гохфельд¹, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский¹Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
83144, Донецк, ул. Розы Люксембург, 72Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
61164, Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 11 января 2000 г.

Квазидвумерный характер электронного энергетического спектра слоистых проводников органического происхождения приводит к ряду высокочастотных эффектов, которые специфичны для низкоразмерных проводников. Показано, что исследование этих эффектов позволяет получить детальную информацию о носителях заряда в органических проводящих структурах.

Квазидвумірний характер електронного енергетичного спектру шаруватих провідників органічного походження призводить до низки високочастотних ефектів, що притаманні низьковимірним провідникам. Показано, що завдяки дослідженням цих ефектів стає можливим одержати детальну інформацію про носії заряду в органічних провідниках.

Исследование распространения электромагнитных волн в проводящих средах позволяет получить достаточно полную информацию о свойствах носителей заряда и характере протекания физических процессов в проводниках. В частности, циклотронный резонанс [1] и радиочастотный размерный эффект [2] послужили основой создания надежного спектроскопического метода восстановления электронного энергетического спектра металлов с помощью измерения зависимости поверхностного импеданса от величины магнитного поля.

В шестидесятые годы поиск новых сверхпроводящих материалов привлек внимание экспериментаторов к низкоразмерным проводникам органического происхождения, которые представляют собой нитевидные либо слоистые структуры с резко выраженной анизотропией электропроводности в нормальном (не сверхпроводящем) состоянии. Интенсивные экспериментальные исследования физических свойств органических проводников были стимулированы надеждой получить сверхпроводники с высокими критическими параметрами именно среди семейства квазиодномерных нитеобразных проводников, в которых, как можно показать, возможен переход в сверхпроводящее состояние при высоких температурах. Многолетние усилия физиков и химиков, синтезировавших огромное количество новых органических проводников, привели к тому, что были получены органические квазиодномерные проводники с температурой перехода в сверхпроводящее состояние T_c порядка не-

скольких градусов Кельвина и органические сверхпроводники со слоистой структурой, обладающие рекордной критической температурой $T_c = 13$ К. Хотя эти значения температуры ниже T_c некоторых интерметаллических соединений, интерес к исследованиям электронных свойств органических проводников не ослабевает по сей день.

В квазидвумерных проводниках наиболее ярко проявляются квантовые осцилляционные эффекты в сильном магнитном поле; эффекты Шубникова - де Гааза и де Гааза - ван Альфена в слоистых проводниках рассмотрены в целом ряде экспериментальных работ. В последнее время появилось немало работ, посвященных исследованию распространения миллиметровых волн в органических слоистых проводниках семейства солей тетрагидрофульвалена [3-8]. Эти проводники обладают металлическим типом проводимости не только вдоль, но и поперек слоев, и потому вполне резонно их называют органическими металлами.

Мы покажем, что высокочастотные характеристики таких проводников в радио- и СВЧ диапазонах обладают существенной информативностью о носителях заряда и заслуживают тщательного экспериментального исследования.

Энергия носителей заряда в квазидвумерных слоистых проводниках

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y) \cos\{anp_z / \hbar + \alpha_n(p_x, p_y)\} \quad (1)$$

слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$ на нормаль \mathbf{n} к слоям. Здесь a – расстояние между слоями, \hbar – постоянная Планка. Центральная симметрия закона дисперсии носителей заряда ($\epsilon(-\mathbf{p}) = \epsilon(\mathbf{p})$) обеспечена, если $\epsilon_n(-p_x, -p_y) = \epsilon_n(p_x, p_y)$, а фаза $\alpha_n(p_x, p_y)$ меняет знак при замене \mathbf{p} на $-\mathbf{p}$.

Коэффициенты при косинусах в формуле (1), как правило, быстро убывают с ростом номера n , и максимальное значение функции $\epsilon_1(p_x, p_y)$ на поверхности Ферми ($\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_F$) равно $\mu \epsilon_F \ll \epsilon_F$, где μ – параметр квазидвумерности электронного энергетического спектра, так что скорость движения носителей заряда вдоль нормали к слоям

$$v_z = -\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{an}{\hbar} \right) \epsilon_n(p_x, p_y) \sin \left\{ \frac{anp_z}{\hbar} + \alpha_n(p_x, p_y) \right\} \quad (2)$$

много меньше их скорости вдоль слоев.

В присутствии магнитного поля квазидвумерный характер электронного энергетического спектра приводит к появлению ряда своеобразных эффектов, которых нет в обычных металлах. В сильном магнитном поле, когда радиус кривизны траектории электронов проводимости r много меньше не только длины их свободного пробега l , но и длины волны $1/k$, имеет место ориентационный эффект – кинетические характеристики проводника существенно зависят от ориентации магнитного поля относительно слоев. При некоторых значениях угла θ между вектором магнитного поля и нормалью к слоям высокочастотная электропроводность поперек слоев резко уменьшается, что приводит к значительному увеличению длины затухания линейно поляризованных электромагнитных волн с электрическим полем E_z .

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в слоистых проводниках с наиболее простым законом дисперсии носителей заряда:

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} - \frac{\hbar v_0}{a} \cos \frac{ap_z}{\hbar}. \quad (3)$$

В такой модели

$$v_z = v_0 \sin \frac{ap_z}{\hbar}. \quad (4)$$

Здесь максимальная величина скорости вдоль слоев v_0 много меньше характерной фермиев-

ской скорости v_F , $v_0/v_F \equiv \mu \ll 1$; $v_F^2 \equiv 2\epsilon_F/m$.

Электронный перенос электромагнитного поля вглубь слоистого проводника в виде слабозатухающих волн Ройтера-Зондгаймера [9] также наиболее эффективен, если электрическое поле волны поляризовано вдоль нормали к слоям.

Полная система уравнений, описывающая распространение электромагнитных волн в проводящих средах, состоит из уравнений Максвелла

$$(\nabla \times \mathbf{H}) = -i\omega \mathbf{E} + \frac{4\pi i}{c} \mathbf{j}, \quad (5)$$

$$(\nabla \times \mathbf{E}) = i\omega \mathbf{B}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M} \quad (6)$$

и кинетического уравнения для функции распределения носителей заряда

$$f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = f_0(\epsilon) - \psi(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) \exp\{-i\omega t\} \partial f_0(\epsilon) / \partial \epsilon, \quad (7)$$

которое позволяет найти связь плотности тока

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = -e \int 2d^3 p (2\pi\hbar)^{-3} \mathbf{v} \psi(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \partial f_0(\epsilon) / \partial \epsilon \quad (8)$$

с электрическим полем волны $\mathbf{E}(\mathbf{r})$.

Параметр квазидвумерности μ закона дисперсии носителей заряда будем считать не слишком малой величиной, полагая $\mu \gg \hbar \Omega / \epsilon_F$, где $\Omega = eH/m^*c$ – частота обращения электрона в магнитном поле по замкнутой орбите, а m^* – его циклотронная эффективная масса. Это условие позволяет воспользоваться квазиклассическим приближением для описания неравновесных процессов в проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром. Здесь \mathbf{M} – намагниченность проводника. Магнитная восприимчивость $\chi_{ij} = \partial M_i / \partial B_j$ может достигать значений порядка единицы при достаточно низких температурах, когда весьма ярко проявляется эффект де Гааза - ван Альфена. В этих условиях однородное состояние оказывается неустойчивым [10, 11] и возможно возбуждение нелинейных волн малой амплитуды [12]. При не слишком низких температурах в проводниках, не обладающих магнитным упорядочением, магнитная восприимчивость ничтожно мала и нет необходимости различать магнитное поле \mathbf{H} и магнитную индукцию \mathbf{B} . Этим приближением мы и воспользуемся здесь. Мы будем полагать также, что возмущение системы носителей заряда электромагнитной волной является слабым и ограничимся лишь линейным приближением по электрическому полю волны.

В этом приближении уравнения Максвелла становятся линейными и достаточно ограничиться лишь одной гармоникой во времени, т. е. электромагнитную волну можно считать монохроматической с частотой ω , что и учтено в определении неравновесной добавки к фермиевской функции распределения носителей заряда $f_0(\epsilon)$. Поэтому в уравнениях Максвелла (3) и (4) дифференцирование электромагнитных полей по времени заменено умножением их на $-i\omega$. В дальнейшем t будет означать время движения заряда в магнитном поле согласно уравнению

$$d\mathbf{p}/dt = (e/c)[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]. \quad (9)$$

Весьма существенным предположением, позволяющим представить плотность тока в виде соотношения (8), является малость осциллирующих с магнитным полем квантовых поправок к электропроводности проводника. Без учета этих поправок в квазиклассическом приближении кинетическое уравнение, линеаризованное по слабому возмущению электронов проводимости волной, приобретает вид:

$$\{\mathbf{v}\partial\psi/\partial\mathbf{r} - i\omega\psi + (e/c)[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]\partial\psi/\partial\mathbf{p}\} \times \chi\partial f_0(\epsilon)/\partial\epsilon + W_{col}(\psi) = e\mathbf{v}\mathbf{E}(\mathbf{r})\partial f_0(\epsilon)/\partial\epsilon. \quad (10)$$

Здесь $W_{col}(\psi)$ – линейный интегральный оператор столкновений, который мы представим в виде $W_{col}\{f\} = (f_0 - f)/\tau$, где τ – время свободного пробега носителей заряда.

Воспользовавшись представлением Фурье для электрического и магнитного поля волны

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int d^3k \mathbf{E}(\mathbf{k}) \exp\{i\mathbf{k}\mathbf{r}\}, \quad (11)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \int d^3k \mathbf{B}(\mathbf{k}) \exp\{i\mathbf{k}\mathbf{r}\}, \quad (12)$$

получим дисперсионное уравнение, задающее спектр собственных колебательных мод, и с его помощью определим глубину затухания электромагнитных волн.

Глубина затухания электромагнитной волны, распространяющейся вдоль слоев (вдоль оси x), существенно зависит от поляризации падающей волны и ориентации магнитного поля $\mathbf{H} = (0, H\sin\theta, H\cos\theta)$, параллельного поверхности образца $x=0$.

Линейно поляризованная волна с электрическим полем $E_y(x,t)$ вдоль слоев проникает в глубь образца на такое же расстояние, как и в случае изотропного металла, электропроводность которого σ_0 в отсутствие магнитного поля равна электропроводности слоистого

проводника вдоль оси y .

В условиях нормального скин-эффекта, когда глубина скин-слоя значительно превышает длину свободного пробега носителей заряда l , длина затухания δ_y электрического поля E_y равна $\delta_0 = c(2\pi\omega\sigma_0)^{-1/2}$, а электрическое поле E_z проникает в глубину образца на расстояние δ_z , превышающее δ_y по крайней мере в $1/\mu$ раз.

В достаточно сильном магнитном поле, когда характерный радиус кривизны траектории электрона $r_0 = (c\hbar/eHa)$ много меньше l , асимптотическое поведение компоненты тензора электропроводности [14]

$$\sigma_{zz}(k, \theta) = \mu^2 \sigma_0 \{J_0^2(aD_p \operatorname{tg}\theta/\hbar) + \mu^2 f_1(\theta) + \gamma^2 f_2(\theta) + (kr)^2 f_3(\theta)\} \quad (13)$$

может существенно изменяться при значениях $\theta = \theta_c$, обращающих функцию Бесселя J_0 в нуль. Здесь D_p – диаметр поверхности Ферми вдоль оси p_y ; $f_i(\theta)$ – функции порядка единицы, плавно меняющиеся с θ ; $\gamma = r_0/l \ll 1$.

Приведенная выше формула справедлива при $\gamma \operatorname{tg}\theta \ll 1$, когда за время свободного пробега электрон успевает совершить несколько полных оборотов по орбите в импульсном пространстве, на которой сохраняется его энергия и проекция импульса p_H на направление магнитного поля. В такой области углов функция Бесселя обращается в нуль много раз при $\theta = \theta_{nc}$, $n \leq 1/\gamma$, что приводит к появлению узких максимумов в угловой зависимости импеданса, которые при $\operatorname{tg}\theta \gg 1$ периодически повторяются с периодом

$$\Delta(\operatorname{tg}\theta) = \frac{2\pi\hbar}{aD_p}. \quad (14)$$

С ростом магнитного поля глубина затухания электрического поля $E_z(x,t)$ при $\theta = \theta_{nc}$ стремится к своему предельному значению

$$\delta_z = \delta_0 / \mu^2. \quad (15)$$

В условиях аномального скин-эффекта в сильном магнитном поле соотношения между δ_y и δ_z более разнообразны [13,14] (см. также обзорную статью [15] и цитированную в ней литературу), однако при $\omega t \ll 1$ зависимость импеданса от величины и ориентации магнитного поля не содержит желаемой информации об энергетическом спектре носителей заряда. Чув-

ствительность импеданса к виду электронного энергетического спектра существенно проявляется в области больших частот ω , когда при совпадении ω с частотой обращения электрона в магнитном поле $\Omega = eH/m^*c$ затухание электромагнитных волн носит резонансный характер.

Циклотронный резонанс

Рассмотрим резонансное поглощение энергии электромагнитных волн, распространяющихся вдоль нормали к слоям (ось z).

В магнитном поле носители заряда медленно дрейфуют вглубь образца со скоростью $\bar{v} \equiv \mu v_F \cos \theta$, где v_F – характерная фермиевская скорость движения электронов вдоль слоев, а θ по-прежнему угол между векторами \mathbf{H} и \mathbf{n} .

Высокочастотная электропроводность

$$\sigma_{\alpha\beta}(k) = \frac{2e^3 H}{c(2\pi\hbar)^3} \int dp_H \int_0^T dt v_\alpha(t) \int_{-\infty}^i dt_1 \times \exp\{v(t_1 - t) + ik[z(t_1) - z(t)]\} v_\beta(t_1), \quad \alpha, \beta = (x, y), \quad (16)$$

в достаточно сильном магнитном поле, когда $kr_0\mu \ll 1$, принимает вид:

$$\sigma_{\alpha\beta}(k) = \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3} \sum_{n=0}^{\infty} \int dp_H \frac{2\pi m^* v_\alpha^{-n} v_\beta^n}{1/\tau + i(k\bar{v} + n\Omega - \omega)}, \quad (17)$$

где $\bar{v} = 1/\tau - i\omega$, $v_\alpha^n = \frac{1}{T} \int_0^T dt v_\alpha(t, p_H) \exp(-in\Omega t)$,

а $T = 2\pi/\Omega$ – период движения носителей заряда с энергией Ферми ϵ_F по орбите $p_H = \text{const}$.

Если энергетический спектр носителей заряда имеет вид (3), при $\theta = 0$ в сумме по n отличны от нуля лишь два слагаемых с $(n = \pm 1)$ и в магнитном поле, удовлетворяющем условию

$$H^{res} = (\omega \pm v_z^{\max} k) mc / e, \quad (18)$$

имеет место циклотронный резонанс. Поскольку корни $k = k_1 + ik_2$ дисперсионного уравнения

$$\det \left\{ \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \delta_{\alpha\beta} - \frac{4\pi i \omega}{c^2} \sigma_{\alpha\beta}(k) \right\} = 0 \quad (19)$$

являются комплексными, помимо сдвига резонансной частоты дрейф носителей заряда вдоль

оси z приводит также к дополнительному уширению резонансной линии. В случае неквадратичной зависимости $\epsilon_0(p_x, p_y)$ значительно возрастает число резонансных дуплетов с разными n . При отклонении магнитного поля от нормали к слоям циклотронный резонанс с $n \geq 2$ возможен и в случае изотропного распределения скоростей электронов в плоскости слоев, однако интенсивность этих резонансных линий ничтожно мала и тем меньше, чем меньше μ .

Раздвоение резонансных частот трудно наблюдать из-за уширения резонансных линий за счет эффекта Доплера, так что определение экстремальных значений циклотронных эффективных масс носителей по положению резонансных линий при

$$\omega = n\Omega_{extr} \quad (20)$$

возможно лишь с относительной погрешностью порядка $\mu v_F k_2 \cos \theta$.

С ростом θ резонансные линии сужаются и при $\theta = \pi/2$ их ширина определяется лишь временем свободного пробега носителей заряда.

В магнитном поле, параллельном слоям ($\theta = \pi/2$), значительная часть носителей заряда движется по открытым траекториям в импульсном пространстве с почти постоянной скоростью v_x с периодом

$$T = \frac{c}{eH} \int_0^{2\pi\hbar/a} \frac{dp_z}{v_x}. \quad (21)$$

Если $\delta \leq \mu r_0$, то циклотронный резонанс возможен на кратных частотах при выполнении условия

$$\omega T_{extr} = 2\pi n, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (22)$$

В случае, когда траектории резонансных электронов (в частности, носителей заряда на центральном сечении поверхности Ферми $p_H = 0$) с большим запасом помещаются в скин-слое, т. е. $\delta \gg \mu r_0$, резонанс возможен лишь при $n = 1$, как и должно быть в условиях нормального скин-эффекта.

Зная резонансные значения магнитного поля при различных его ориентациях в плоскости слоев, можно найти распределение скоростей электронов на поверхности Ферми в плоскости, ортогональной оси слабоффрированного цилиндра, с погрешностью порядка μv_F .

Продольные колебания

Рассмотрим распространение продольных волн в направлении оси слабой проводимости слоистого металла, предполагая вначале, что имеется лишь одна группа носителей с законом дисперсии (3), но в дальнейшем мы уже не будем использовать разложения по μ . Число состояний в единице объема равно

$$N = \frac{m\varepsilon_F}{\pi\alpha\hbar^2} \quad (23)$$

Мы вычислим диэлектрическую функцию с учетом ферми-жидкостного взаимодействия (ФЖВ), найдем закон дисперсии продольных плазменных колебаний, выясним характер распределения высокочастотного электрического поля в полубесконечном образце, а также рассмотрим специфику низкочастотных коллективных возбуждений слоистого проводника – они возможны при наличии в его электронном спектре двух зон типа (1).

Согласно теории ферми-жидкости [16], кинетическое уравнение в данном случае имеет вид:

$$kv_z\Phi - \omega\Psi - ieEv_z = i\tau^{-1}(\Phi - \langle\Phi\rangle/\langle 1 \rangle), \quad (24)$$

где Ψ определено формулой (7), угловыми скобками обозначено усреднение по поверхности Ферми с весовым множителем $\frac{m}{\pi\alpha\hbar^2}$, а

$$\Phi(\theta) = \Psi(\theta) + \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\theta'}{2\pi} L(\theta, \theta')\Psi(\theta'). \quad (25)$$

Функция Ландау $L(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$, связывающая эффективное и истинное распределения частиц в \mathbf{p} -пространстве, благодаря симметрии данной задачи зависит лишь от угла между векторами \mathbf{p} и \mathbf{p}' , т. е. в основном приближении по малому параметру μ функция L зависит лишь от $(\theta - \theta')$, где

$$\theta = \arccos(v_x/v_F), \quad \theta' = \arccos(v_x'/v_F).$$

Для определения спектра колебаний достаточно знать нулевую и первую гармоники разложения функции $L(\theta - \theta')$ в ряд Фурье

$$L(\theta, \theta') = L_0 + 2L_1 \cos(\theta - \theta').$$

Уравнения (24), (25) легко разрешаются относительно гармоник входящих в них функций. В частности, для $\Psi_0 \equiv \langle\Psi\rangle/\langle 1 \rangle$ находим:

$$\Psi_0 = \frac{ieE}{k} \frac{\overline{\omega}W}{\omega + W(i\tau^{-1} + \overline{\omega}(L_0 + \lambda\omega^2/k^2v_0^2))},$$

$$W(k, \omega) \equiv \left\langle \frac{kv_z}{kv_z - \overline{\omega}} \right\rangle \langle 1 \rangle^{-1} = 1 - \frac{\overline{\omega}}{\sqrt{\overline{\omega}^2 - k^2v_0^2}}, \quad (26)$$

$$\lambda \equiv \frac{2L_1}{1 + 2L_1}; \quad \overline{\omega} = \omega + \frac{i}{\tau}.$$

По определению диэлектрическая функция равна $\epsilon \equiv 1 + 4\pi\langle\Psi\rangle/i\kappa E$, и с учетом (26)

$$\epsilon(k, \omega) = \frac{\kappa^2}{k^2} \frac{\overline{\omega}W}{\omega + W(i\tau^{-1} + \overline{\omega}(L_0 + \lambda\omega^2/k^2v_0^2))}, \quad (27)$$

где $\kappa^2 \equiv 4\pi e^2 \langle 1 \rangle = 4me^2/\alpha\hbar^2$ – квадрат декремента статического экранирования в газовом приближении; как видно из (27) и дисперсионного уравнения $\epsilon(k, \omega) = 0$, с учетом ФЖВ этот декремент равен $\kappa/\sqrt{1+L_0}$. Полагая в (27) для активационной частоты плазменных колебаний $k \rightarrow 0, \tau \rightarrow \infty$, находим:

$$\omega_p^2 = \frac{2me^2v_0^2}{\alpha\hbar^2}(1+L_1) = \mu \frac{4\pi Ne^2}{m}(1+L_1),$$

где $4\pi Ne^2/m$ – квадрат плазменной частоты (в газовом приближении) в изотропном металле с той же плотностью носителей N . Отметим, что в обычном металле $\omega_p \sim \varepsilon_F/\hbar$, в то время как теория ФЖВ, строго говоря, корректна лишь при $\hbar\omega \ll \varepsilon_F$ [17]. В нашем случае плазменная частота существенно (в меру малости $\sqrt{\mu}$) понижается, и это позволяет непосредственно использовать формулу (27) для нахождения закона дисперсии продольных плазмонов:

$$\omega^2(k) = \frac{\omega_p^2}{\lambda} \left[\frac{k^2}{2\kappa^2} - K + \lambda K + \sqrt{\left(K - \frac{k^2}{2\kappa^2} \right)^2 + \lambda K \frac{k^2}{\kappa^2}} \right], \quad (28)$$

$$K(k) \equiv 1 + (1+L_0)k^2/\kappa^2.$$

Это выражение довольно громоздко, и мы приведем его упрощенный вид для случая, когда имеется лишь нулевая гармоника функции Ландау:

$$\omega(k) = \left(\frac{ev_0}{\hbar} \sqrt{\frac{2m}{a}} \right) \frac{\kappa^2 + (1+L_0)k^2}{\kappa\sqrt{\kappa^2 + (1/2+L_0)k^2}}. \quad (29)$$

Вычислив диэлектрическую функцию, мы можем решить граничную задачу для полупространства $z \geq 0$. Проникновение ВЧ продольного электрического поля в максвелловскую плазму впервые рассматривалось Ландау [18]; в вырожденную – с подробным анализом граничных условий для электронной функции распределения – в [19]. В нашем случае углы падения электронов на границу заведомо малы ($\leq v_0/v_F$), что существенно упрощает задачу, позволяя принять “зеркальное” условие. Если поле вне металла (т. е. между обкладками конденсатора, одной из которых является образец) задано, $E(z \leq 0) = (0, 0, E_0 \exp(-i\omega t))$, то его распределение в образце дается формулой:

$$E(z) = \frac{E_0}{i\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk}{k \in (k, \omega)} \exp(ikz). \quad (30)$$

Полус в $k = 0$ обходится снизу; в соответствии с непрерывностью электрической индукции $D(z)$ он дает предельное значение поля в глубине проводника:

$$E(\infty) = E_0 / \epsilon(0, \omega); \quad (31)$$

$$\epsilon(0, \omega) = 1 - \omega_p^2 / \omega(\omega + iL_1/\tau),$$

которое мало по сравнению с E_0 , если $\omega \ll \omega_p$. Однако при $\omega\tau \gg 1$ затухание поля до этого значения происходит немонотонным образом: помимо вычетов интеграл (30) содержит вклад точки ветвления $k_0 = \omega/v_0$, обусловленный наличием максимальной z -проекции скорости в электронном спектре и равный

$$E_1(z) \cong -\frac{4E_0F^2}{\pi} \times \int_1^{\infty} \frac{dx x \sqrt{x^2 - 1} \exp(ik_0 x z)}{(x^2 - 1)[2 + (1 + L_0)F^2 x^2]^2 + (2 + L_0F^2 x^2)^2}, \quad (32)$$

где $F \equiv \omega/\omega_p$. На небольших расстояниях от поверхности ($z \sim v_0/|\omega|$) он не мал по сравнению с “гидродинамическим” вкладом (31). При $z \gg v_0/|\omega|$ отношение этих значений определяется соответствующей асимптотикой интеграла (32) и равно

$$\frac{E_1(z)}{E(\infty)} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi i}} \frac{1 - F^2}{(1 + L_0F^2/2)^2} \left(\frac{v_0}{\omega z} \right)^{3/2} \exp(i z \omega / v_0). \quad (33)$$

Таким образом, полная однородность достигается лишь вне переходного слоя толщиной порядка длины пробега носителей $l_z = v_0\tau$, в котором поле осциллирует с “периодом” $\approx 2\pi v_0/\omega$. В слоистом проводнике оба масштаба уменьшаются по сравнению с изотропным случаем, оставаясь, однако, макроскопическими при не слишком высоких частотах ω и τ^{-1} . При этом, как видно из (33), роль ФЖВ здесь невелика.

Для полноты следует рассмотреть и резонансный случай $\omega \approx \omega_p$, когда макроскопической величиной является характерная длина k^{-1} , определяемая дисперсионным соотношением (28). При столь высоких частотах непосредственное возбуждение монохроматического поля в образце затруднительно, однако характер пространственного распределения резонансных гармоник может проявиться в импульсном режиме, а также в опытах по прохождению либо отражению электронных пучков.

Вблизи ω_p радикалы в диэлектрической функции (см. (26), (27)) можно разложить по малым k^2 . Тогда приближенный расчет по формуле (30) дает:

$$\frac{E(z)}{E_0} \cong \frac{1}{\epsilon(0, \omega)} + \left(1 - \frac{1}{\epsilon(0, \omega)} \right) \exp\left(iz \kappa \sqrt{\frac{2\epsilon(0, \omega)}{3 + 2L_0}} \right), \quad (34)$$

$$|\epsilon(0, \omega)| \cong \left| 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + iL_1/\tau)} \right| \ll 1;$$

соответствующие кривые показаны на рис. 1.

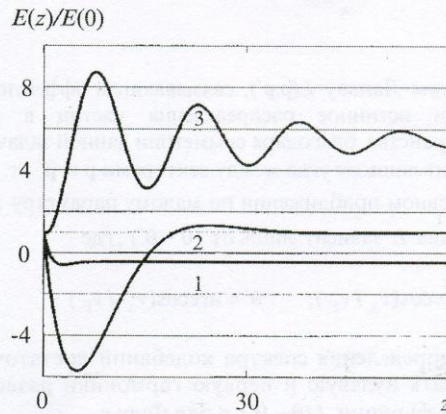


Рис. 1. Проникновение в образец переменного электрического поля, приложенного к его поверхности, при частотах, близких к плазменной ω_p . Для кривых 1, 2, 3 отношение $\omega/\omega_p = 0.9; 1.0; 1.1$ соответственно; глубина z отложена в безразмерных единицах, соответствующих фазе в формуле (34)

Наконец, рассмотрим в бесстолкновительном пределе случай больших k , ограниченных газовым приближением. Строго говоря, этот случай нельзя рассматривать на основании квазиклассического выражения для проводимости

$$\sigma(k, \omega) = -ie^2 \left\langle \frac{v_x^2}{\mathbf{k}\mathbf{v} - \omega} \right\rangle$$

(ср. (26)), поскольку оно не является инвариантным относительно трансляций в обратной решетке, $k \rightarrow k + 2\pi/a$. Трансляционно-инвариантную диэлектрическую функцию $\epsilon(k) \equiv 1 + 4\pi i \sigma(k)/\omega$ можно построить, заметив, что величина $\hbar \mathbf{k}\mathbf{v}$ есть не что иное, как результат разложения по малым \mathbf{k} стандартной энергетической разности в формулах квантовой теории возмущений (см., напр., [17]). В точности же эта разность для спектра (2) равна

$$\epsilon(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}/2) - \epsilon(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}/2) = \hbar v_z (2/a) \sin(ka/2),$$

т. е. k следует заменить на $Q = (2/a) \sin(ka/2)$. В результате

$$\epsilon(k, \omega) = 1 + \frac{\kappa^2}{Q^2} \left(1 - \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - Q^2 v_0^2}} \right). \quad (35)$$

Таким образом, обычное ограничение $\hbar k \ll p_F$, \hbar/a , накладываемое на квазиклассические расчеты плазмонного спектра (см., напр., [17]), в данном случае можно снять, поскольку электронный закон дисперсии (1) определен во всей зоне Бриллюэна. Для $\omega(k)$ из (35) получаем:

$$\omega(k) = \omega_{p0} \sqrt{\frac{2}{b} \frac{b + \sin^2(ka/2)}{2b + \sin^2(ka/2)}}, \quad (36)$$

где $\omega_{p0} = (ev_0/\hbar)\sqrt{2m/a}$; $b = \kappa^2 a^2 / 4 \equiv ame^2/\hbar^2$ — отношение периода решетки к боровскому радиусу. Поскольку последний (при $m \sim m_0$) порядка 10^{-8} см, параметр b может оказаться большим, в особенности в искусственных сверхрешетках с большим расстоянием между проводящими слоями. В таком случае спектр (36) представляет собой узкую зону:

$$\begin{aligned} \omega_p^{\max} / \omega_{p0} - 1 &= (b+1)/\sqrt{b^2 + b/2} - 1 \approx \\ &\approx \begin{cases} \sqrt{2/b}, & b \ll 1; \\ 3/4b, & b \gg 1 \end{cases} \quad (37) \end{aligned}$$

(см. рис. 2), а декремент статического экранирования κ заменяется на $\bar{\kappa} = (2/a) \operatorname{arsh}(\sqrt{b})$.

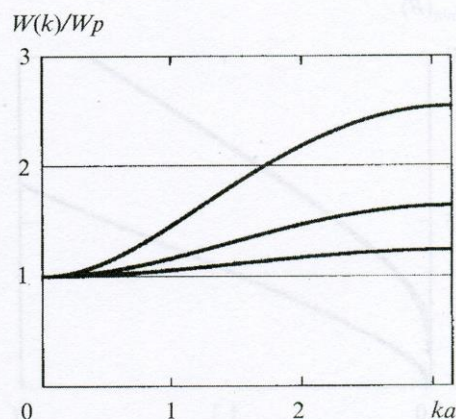


Рис. 2. Закон дисперсии продольных плазмонов при различных значениях параметра $b = ame^2/\hbar^2$: сверху вниз $b = 0.33; 1.0; 3.0$

До сих пор мы предполагали односвязную поверхность Ферми. Однако электронная структура синтетических металлов довольно сложна, так что вполне вероятно наличие двух (например, электронной и дырочной) долин типа (3) с различными значениями $(v_z)_{\max}$: $v_{02} = Bv_{01}$ ($B \geq 1$). Как было показано для изотропного металла [20], в двухдолинном случае ФЖВ (уже в простейшей его форме $L(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = L_{\alpha\beta}$; $\alpha, \beta = 1, 2$) делает возможным существование продольной коллективной моды типа электронного нуля звука при сравнительно низких частотах, $\tau^{-1} \ll \omega \ll \omega_p$. Ее фазовая скорость $V = uv_{02}$ удовлетворяет характеристическому уравнению

$$\begin{aligned} D(k) &\equiv \sum \eta_\alpha W_\alpha + L W_1 W_2 = \\ &= \eta_1 W(Bu) + \eta_2 W(u) + L W(Bu) W(u) = 0, \quad (38) \end{aligned}$$

где $\eta_\alpha \equiv m_\alpha / (m_1 + m_2)$; $L \equiv \eta_1 \eta_2 (L_{11} + L_{22} - L_{12} - L_{21})$, а функциональный вид $W(u) \equiv W(\mathfrak{w}/kv_{02})$ в нашем случае дается формулой (26). Уравнение (30) имеет вещественный корень ($u > 0$) только при достаточной интенсивности ФЖВ, а именно

$$L \geq L_{\min}(B) = -\eta_2 / W(B). \quad (39)$$

Как видно из рис. 3, в квазидвумерном металле пороговые значения L_{\min} оказываются

значительно меньшими, чем в изотропном металле при тех же B , особенно вблизи $B = 1$.

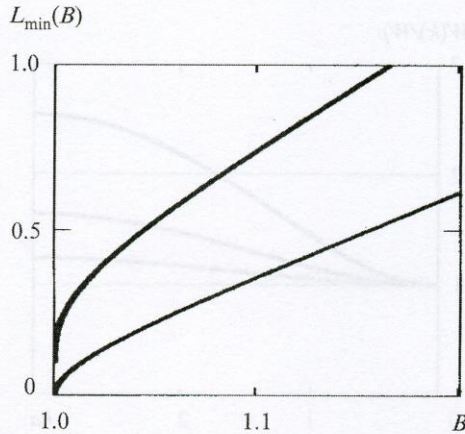


Рис. 3. Пороговые значения параметра ФЖВ L_{\min} в зависимости от отношения скоростей B для квазидвумерного (нижняя кривая) и изотропного спектра (в этом случае $W(B) = 1 + \frac{B}{2} \ln \left(\frac{B-1}{B+1} \right)$, см. формулу (39); η_2 принято равным 0.5)

В этом – вырожденном – случае $L_{\min} = 0$, а решение уравнения (38) есть

$$u(L) = (1+L) / \sqrt{1+2L}.$$

Рассматриваемая волна представляет собой антифазные парциальные колебания электронных плотностей в обеих долинах. Ввиду (приближенной) электронейтральности металла такую волну затруднительно наблюдать в электрических экспериментах. Однако упругая сила, порождаемая неравновесным распределением носителей, дает возможность детектировать электронный нуль-звук по сопутствующей ему упругой волне с фазовой скоростью $\approx V$. Этот эффект наблюдался в ряде обычных металлов (W, Al, Ga; см. [21]). Его можно описать, решая совместно электронное кинетическое уравнение и уравнение теории упругости для полупространства с заданными колебаниями границы $U_0 \exp(-i\omega t)$.

Не вдаваясь в детали расчета, выпишем результат в k -представлении для смещения ионов:

$$U(k) = \frac{2U_0}{ik} \left[1 + \frac{\omega^2}{s^2 k^2 (1 + R(k)) - \omega^2} \right], \quad (40)$$

$$R(k) = \frac{\omega \Lambda^2 \langle 1 \rangle}{\omega \rho s^2} \eta_1 \eta_2 (1+L) \left(1 - W_1 W_2 \frac{1+L}{D(k)} \right),$$

где ρ – массовая плотность образца, s – продольная скорость звука, Λ – разность между константами деформационного потенциала в долинах 1 и 2.

Мы предполагаем, что $s \ll v_0$. При этом $U(k)$ имеет два существенно различных полюса: первый, $k_s \approx \omega/s$, относится к обычному звуку; второй же, k_{os} , близок к корню уравнения (38) и описывает добавочную упругую волну. В вырожденном случае ($v_{01} \approx v_{02} \equiv v_0$) из (40) может быть получена простая оценка ее относительной величины:

$$U_{os}(z) \approx U_0 \frac{\omega \Lambda^2 \langle 1 \rangle}{\omega \rho v_0^2} \eta_1 \eta_2 \frac{2L}{1+L} \exp \left(\frac{i\omega z \sqrt{1+2L}}{v_0 (1+L)} \right).$$

Это выражение пропорционально v_0^{-2} – вместо v_F^{-2} в обычном металле. Мы можем предположить, что Λ не имеет специфической малости в слоистых проводниках. В них, в таком случае, данный эффект (на небольших расстояниях $z \leq v_0 t$) может оказаться значительно более интенсивным. Однако для его наблюдения необходимы достаточно чистые образцы и низкие температуры.

Заключение

Приведенные здесь расчеты электродинамических характеристик слоистых проводников с металлическим типом проводимости показывают их существенное отличие от высокочастотных характеристик обычных металлов с той же плотностью носителей заряда, в частности, заметное уменьшение активационной частоты и скорости распространения вдоль нормали к слоям продольных плазменных колебаний.

Экспериментальные исследования высокочастотных явлений в присутствии сильного магнитного поля, которые специфичны для квазидвумерных проводников, позволят детально исследовать электронный энергетический спектр и релаксационные свойства носителей заряда в слоистых проводниках.

Данная работа частично финансирована Министерством науки Украины (проект 2.4/192).

Литература

1. М. Я. Азбель, Е. А. Канер. ЖЭТФ. 1957, **32**, с. 896-903.
2. В. Ф. Гантмахер. ЖЭТФ. 1962, **43**, с. 345-350.
3. J. Singelton, F. L. Pratt, M. Doport et al., Phys. Rev. Lett. 1992, **68**, pp. 2500-2507.
4. S. Hill, J. Singelton, F.L.Pratt et al., Synth. Met. 1993, **55**, pp. 2566-2600.
5. С. В. Демишев, Н. Е. Случанко, А. В. Семено, Н. А. Самарин. Письма в ЖЭТФ. 1995, **61**, с. 299-305.
6. S. V. Demishev, A. V. Semeno, N. E. Sluchanko, N. A. Samarin, I. B. Voskoboinikov, V. V. Glushkov, J. Singleton, S. J. Blundell, S. O. Hill, W. Hayes, M. V. Kartsovnik, A. E. Kovalev, M. Kurmoo, P. Day, N. D. Kushch. Phys. Rev. B. 1996, **53**, pp. 12794-12801.
7. A. Polisski, J. Singleton, and N. D. Kushch, Czech. J. Phys. 1996, **46**, Suppl. S5 (Proc. LT 21, Prague, 14 Aug. 1996)
8. С. В. Демишев, А. В. Семено, Н. Е. Случанко, Н. А. Самарин, И. Б. Воскобойников, М. В. Карповник, А. Е. Ковалев, Н. Д. Куш. ЖЭТФ. 1997, **111**, с.979-984.
9. E. H. T. Reuter and E. H. Sondheimer, Proc. Roy. Ssoc., 1948.
10. J. H. Condon. Phys. Rev. 1966, **145**, pp. 526-534.
- 11 И. А. Привороцкий. ЖЭТФ. 1967, **52**, с. 175-182.
12. В. Г. Песчанский, Д. И. Степаненко. ЖЭТФ. 1997, **112**, с. 1841-1846.
13. V. G. Peschansky. Physics Reports. 1997, **288**, pp. 305-324.
14. В. Г. Песчанский. ЖЭТФ. 1998, **114**, с. 676-686.
15. О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский. ФНТ. 1999, **25**, с. 1119-1144.
16. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ. 1957, **32**, с. 59-65.
17. D. Pines and Ph. Nozieres. The Theory of Quantum Liquids. 1966, New York, 325 p. Amsterdam. 1966.
- 18 Л. Д. Ландау. ЖЭТФ. 1946, **16**, с. 574-584.
19. М. Гохфельд, М. И. Каганов, Г. Я. Любарский. ЖЭТФ. 1987, **92**, №2, с. 523-529.
20. S. Z. Dunin, and T. P. Fetisov. Fiz. Tekh. Poluprovodn. 1972, **14**, No. 1, pp. 270-275.
21. E. V. Bezugly, N. G. Burma, E. Yu. Deineka and V. D. Fil'. Sverkhprovodimost'. 1991. **4**, No. 4, pp. 661-668.

High-Frequency Phenomena in Organic Metals

V. M. Gokhfeld, O. V. Kirichenko,
V. G. Peschansky

Quasi-two-dimensional nature of the electron energy spectrum in layered conductors of organic origin leads to a series of high-frequency effects characteristic of low-dimensional conductors. It is shown that investigations of these effects enable the detailed information on charge carriers in organic conducting structures to be obtained.