ЖЭТФ, 1998, том 114, вып. 2(8), стр. 676–686 ©*1998*

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ОРГАНИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*В. Г. Песчанский**

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина Национальной академии наук Украины 310164, Харьков, Украина

Поступила в редакцию 21 января 1998 г.

Теоретически исследовано распространение электромагнитных волн в слоистых проводниках органического происхождения, обладающих металлическим типом проводимости и квазидвумерным электронным энергетическим спектром произвольного вида. Найдена глубина проникновения электромагнитного поля в проводник, чувствительная к поляризации падающей волны, при произвольной ориентации относительно слоев сильного магнитного поля, при котором радиус кривизны траектории электрона много меньше длины его свободного пробега. Показано, что экспериментальное исследование обсуждаемых эффектов позволит детально изучать форму и размеры поверхности Ферми и определить релаксационные свойства электронов проводимости.

Интерес к низкоразмерным проводникам органического происхождения в значительной мере связан с их необычным поведением в сильных магнитных полях и рядом фазовых переходов при сравнительно небольших давлениях. Обнаружение осцилляций Шубникова–де Гааза магнитосопротивления галогенов тетраселен-тетрацена и большого семейства ион-радикальных солей с переносом заряда на основе тетратиафульвалена в магнитных полях порядка нескольких десятков тесла свидетельствует о том, что они обладают металлическим типом проводимости, а длина l свободного пробега носителей заряда в них достигает нескольких микрон. В таких проводниках реально ныне достижимы достаточно сильные магнитные поля, в которых радиус кривизны r траектории электронов проводимости много меньше l, и вполне уместна постановка обратной задачи восстановления электронного энергетического спектра с помощью экспериментального исследования кинетических явлений в магнитном поле.

Проводники органического происхождения обычно представляют собой слоистые либо нитевидные структуры с резко выраженной анизотропией электропроводности, а их электронный энергетический спектр носит квазидвумерный либо квазиодномерный характер. Наиболее топологически простая модель поверхности Ферми для квазидвумерных проводников — слабогофрированный цилиндр — оказалась в хорошем согласии с экспериментальными исследованиями магнитосопротивления и эффекта Шубникова–де Гааза органических проводников $(BEDT\text{-}TTF)_2I_3$ и $(BEDT\text{-}TTF)_2IBr_2$ [1–6]. Однако необычное поведение магнитосопротивления семейства солей вида $(BEDT\text{-}TTF)_2MHg(SCN)_4$ [7–15], где $M = (K, Rb, Tl)$, свидетельствует о том, что поверхность Ферми таких слоистых проводников достаточно сложна и для восстановления электронного энергетического спектра таких соединений необходимо помимо гальвано-

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

магнитных измерений использование альтернативных методов изучения закона дисперсии носителей заряда. Одной из возможностей топологической структуры электронного энергетического спектра этого семейства органических проводников, которая следует из зонных расчетов [16, 17], является поверхность Ферми, содержащая помимо слабогофрированного цилиндра два квазиодномерных листа, представляющих собой слабогофрированные плоскости, на которых скорость носителей заряда имеет преимущественное направление в плоскости слоев. В какой мере такая модель спектра соответствует реальному закону дисперсии носителей заряда нетрудно выяснить с помощью экспериментального исследования высокочастотных явлений в сильном магнитном поле ($r \ll l$), которое позволит определить тонкие детали поверхности Ферми и релаксационные свойства носителей заряда в таких проводниках.

В этой связи мы рассмотрим ниже распространение электромагнитных волн в слоистых проводниках, поверхность Ферми которых состоит из квазидвумерной и квазиодномерной полостей, т. е. электронный энергетический спектр состоит из двух зон с квазидвумерным,

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y) \cos\left[\frac{anp_z}{\hbar} + \alpha_n(p_x, p_y)\right], \tag{1}$$

и квазиодномерным,

$$\varepsilon'(\mathbf{p}) = \sum_{\substack{nm\\q=0}}^{\infty} A_{nmq} \frac{\cos a_1 np_x}{\hbar} \frac{\cos a_2 mp_y}{\hbar} \frac{\cos aqp_z}{\hbar}, \tag{2}$$

законами дисперсии носителей заряда, причем соотношение между числом электронов проводимости в каждой энергетической зоне будем полагать произвольным. Здесь a — расстояние между слоями, a_1 и a_2 — периоды кристаллической решетки в плоскости слоев, $\alpha_n(p_x, p_y) = -\alpha_n(-p_x, -p_y)$. В формуле (1) для квазидвумерного спектра носителей заряда коэффициенты при косинусах резко убывают с ростом номера n, так что максимальное значение функции $\max\left[\varepsilon_F - \varepsilon_0(p_x, p_y)\right] = \eta\varepsilon_F$ на поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon'(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ много меньше энергии Ферми ε_F, т. е. $\eta \ll 1$. В то же время мы будем считать η не слишком малой величиной, полагая $\eta \gg \hbar\Omega/\varepsilon_F$, 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. В выражение для закона дисперсии $\varepsilon'(\mathbf{p})$ носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром основной вклад вносят слагаемые с $m = q = 0$. Если предположить, что $A_{100} = U \geq \varepsilon_F - A_{000}$, а все остальные коэффициенты A_{nmq} равны нулю, то полость поверхности Ферми, соответствующая этой энергетической зоне, представляет собой две плоскости

$$p_x = \pm\frac{\hbar}{a_1} \arccos\frac{\varepsilon_F - A_{000}}{U}.$$

Слабую гофрировку этих плоскостей можно учесть, полагая отличными от нуля еще два слагаемых в формуле (2), а именно $A_{010} = \eta_1 U$ и $A_{001} = \eta_2 U$, причем не только η_2, но и η_1 должны быть много меньше единицы.

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

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = -i\omega\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{j}/c, \tag{3}$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = i\omega\mathbf{B}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M} \tag{4}$$

и кинетического уравнения для функции распределения носителей заряда:

$$f(\mathbf{p},\mathbf{r},t) = f_0(\varepsilon) - \psi(\mathbf{p},\mathbf{r})e^{-i\omega t}\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}, \tag{5}$$

позволяющего найти связь плотности тока

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = -\int \frac{2d^3p}{(2\pi\hbar)^3}\, e\mathbf{v}\psi(\mathbf{p},\mathbf{r})\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon} \tag{6}$$

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

В (4) $\mathbf{M}$ — 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 [18, 19] и возможно возбуждение нелинейных волн малой амплитуды [20]. 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. Будем полагать также, что возмущение системы носителей заряда электромагнитной волной является слабым, и ограничимся лишь линейным приближением по слабому электрическому полю волны.

Уравнения Максвелла в этом приближении становятся линейными, и достаточно ограничиться лишь одной гармоникой во времени, т. е. электромагнитную волну можно считать монохроматичной с частотой ω, что и учтено в определении неравновесной добавки к фермиевской функции распределения $f_0(\varepsilon)$ носителей заряда. 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

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{e}{c}\,[\mathbf{vH}]. \tag{7}$$

Весьма существенным предположением, позволяющим представить плотность тока в виде соотношения (6), является малость квантовых осциллирующих с магнитным полем поправок к электропроводности проводника, без учета которых в квазиклассическом приближении кинетическое уравнение, линеаризованное по слабому возмущению волной электронов проводимости, приобретает вид

$$\left(\mathbf{v}\frac{\partial\psi}{\partial\mathbf{r}} - i\omega\psi + \frac{e}{c}[\mathbf{vH}]\frac{\partial\psi}{\partial\mathbf{p}}\right)\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon} + W_{col}(\psi) = e\mathbf{v}\mathbf{E}(\mathbf{r})\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}, \tag{8}$$

где $W_{col}(\psi)$ — линейный интегральный оператор столкновений, который мы учтем в τ-приближении, т. е. будем полагать, что $W_{col}\{f\} = (f_0 - f)/\tau$, а τ — время свободного пробега носителей заряда.

В условиях аномального скин-эффекта, когда глубина проникновения δ электромагнитного поля в проводник меньше длины свободного пробега носителей заряда, существенным образом проявляется характер их отражения поверхностью $\mathbf{r}_s = 0$ образца, и кинетическое уравнение необходимо дополнить граничным условием на поверхности, рассеивающей электроны проводимости:

$$\psi(\mathbf{p}_+, \mathbf{r}_s) = q(\mathbf{p}_-)\psi(\mathbf{p}_-, \mathbf{r}_s) + \int d^3p W(\mathbf{p}, \mathbf{p}_+) \{1 - \theta(\mathbf{nv})\} \psi(\mathbf{p}, \mathbf{r}_s), \tag{9}$$

где параметр зеркальности поверхности образца $q(\mathbf{p})$, т. е. вероятность зеркального отражения электрона проводимости, падающего на поверхность $\mathbf{r}_s = 0$ с импульсом $\mathbf{p}_-$, связан с индикатрисой рассеяния $W(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ следующим соотношением:

$$q(\mathbf{p}_-) = 1 - \int d^3p W(\mathbf{p}, \mathbf{p}_+) \{1 - \theta(\mathbf{nv})\}, \tag{10}$$

$\theta(\xi)$ — функция Хевисайда, $\mathbf{n}$ — нормаль к поверхности проводника, а импульсы падающего $\mathbf{p}_-$ и отраженного $\mathbf{p}_+$ электронов связаны условием зеркального отражения, при котором сохраняются энергия и проекция импульса на поверхность образца. При наличии нескольких групп носителей заряда возможно несколько каналов зеркального отражения, что приводит в условиях аномального скин-эффекта в магнитном поле, параллельном поверхности образца, к увеличению в глубине проводника всплесков электромагнитного поля [21], предсказанных Азбелем [22]. Многоканальность зеркального отражения электронов границей образца существенным образом проявляется в прозрачности и поверхностном импедансе тонкого образца, толщина L которого меньше или порядка длины свободного пробега носителей заряда, но не оказывает заметного влияния на глубину проникновения электромагнитных волн в массивный проводник ($L \gg l$). Поэтому мы не будем учитывать межзонные переходы носителей заряда при их рассеянии внутри и на поверхности массивного образца.

Интегральное слагаемое в граничном условии (9) обеспечивает непротекание тока через поверхность проводника, однако в области больших частот ω решение кинетического уравнения слабо зависит от этого функционала [23], и без его учета в магнитном поле, параллельном поверхности образца, в отсутствие дрейфа в глубь проводника по открытым электронным орбитам носителей заряда с квазидвумерным спектром (1) решение уравнения (8) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\psi(t_H, p_H, \mathbf{r}) = &\int\limits_{\lambda}^{t_H} dte\mathbf{v}(t, p_H)\mathbf{E}\left(\mathbf{r}(t, p_H) - \mathbf{r}(\lambda, p_H)\right) \exp\left[\nu(t - t_H)\right] + \\ &+ q(\lambda, p_H)\left\{1 - q(\lambda, p_H)\exp\left[\nu(2\lambda - T)\right]\right\}^{-1} \times \\ &\times \int\limits_{\lambda}^{T-\lambda} dte\mathbf{v}(t, p_H)\mathbf{E}\left(\mathbf{r}(t, p_H) - \mathbf{r}(\lambda, p_H)\right)\exp\left[\nu(t - t_H + 2\lambda - T)\right],\end{aligned} \tag{11}$$

где $\nu = -i\omega + 1/\tau$, $T = 2\pi/\Omega$ — период движения заряда по замкнутой орбите $p_H = \mathbf{pH}/H = \mathrm{const}$, а λ — ближайший к t_H корень уравнения

$$\mathbf{r}(t, p_H) - \mathbf{r}(\lambda, p_H) = \int\limits_{\lambda}^{t} \mathbf{v}(t', p_H)dt' = \mathbf{r} - \mathbf{r}_s. \tag{12}$$

Здесь и далее индекс «H» у переменной в импульсном пространстве, совпадающей с временем движения заряда в магнитном поле, опущен. Для электронов проводимости, не сталкивающихся с поверхностью образца, следует положить $\lambda = -\infty$.

Рассмотрим распространение электромагнитных волн вдоль оси x в магнитном поле $\mathbf{H} = (0, H\sin\vartheta, H\cos\vartheta)$, параллельном поверхности образца $x_s = 0$. Если толщина образца значительно превышает не только длину свободного пробега носителей заряда, но и глубину скин-слоя, то с достаточной степенью точности распределение переменного электрического поля в образце вблизи его границы имеет такой же вид, как и в полупространстве $x \geq 0$, занятом проводником. Следуя Ройтеру и Зондгаймеру [24], продолжим четным образом электрическое поле на область отрицательных x и воспользуемся преобразованием Фурье для плотности тока и электрического поля:

$$\mathbf{j}(k) = 2\int_0^\infty dx\,\mathbf{j}(x)\cos kx, \quad \mathbf{E}(k) = 2\int_0^\infty dx\,\mathbf{E}(x)\cos kx. \tag{13}$$

С помощью решения (11) кинетического уравнения найдем связь между фурье-образами плотности тока и переменного электрического поля:

$$j_i(k) = \left[\sigma_{ij}(k) + \sigma_{ij}^{(1)}(k)\right] E_j(k) + \int dk' Q_{ij}(k,k') E_j(k'), \tag{14}$$

где вклад в высокочастотную электропроводность $\sigma_{ij}(k)$ носителей заряда с квазидвумерным энергетическим спектром имеет вид

$$\sigma_{ij}(k) = \frac{2e^3H}{c(2\pi\hbar)^3}\int dp_H \int_0^T dt\, v_i(t,p_H)\int_{-\infty}^t dt' v_j(t',p_H)\times$$
$$\times\exp\left[\nu(t'-t)\right]\cos k\left[x(t',p_H) - x(t,p_H)\right] \equiv \langle e^2 v_i \hat{R} v_j\rangle, \tag{15}$$

а в $\sigma_{ij}^{(1)}(k)$ вносят вклад лишь электроны проводимости с законом дисперсии (2).

Уравнения Максвелла в представлении Фурье,

$$\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right)E_\alpha(k) - \frac{4\pi i\omega}{c^2}j_\alpha(k) = -2E'_\alpha(0), \quad \alpha = (y,z), \tag{16}$$

вместе с материальным уравнением (14) позволяют без труда найти фурье-образы переменного электрического поля, а затем с помощью обратного преобразования Фурье и распределение электрического поля в проводнике.

Электрическое поле $E_x(x)$ следует определить с помощью решения уравнения Пуассона

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = -4\pi\int\frac{2d^3p}{(2\pi\hbar)^3}e\psi(\mathbf{p},\mathbf{r})\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon} \equiv 4\pi e\langle\psi\rangle, \tag{17}$$

которое в проводниках с высокой плотностью носителей заряда асимптотически сводится к условию его электронейтральности

$$\langle\psi\rangle = 0. \tag{18}$$

Ядро интегрального оператора $Q_{ij}(k,k')$ существенно зависит от состояния поверхности образца, т. е. от вероятности зеркального отражения от нее электронов проводимости. При отражении носителей заряда поверхностью образца, близком к зеркальному, в условиях аномального скин-эффекта для электронов с квазидвумерным энергетическим спектром второе слагаемое в формуле (14) является основным, а для электронов с квазиодномерным спектром учет этого слагаемого оказывается несущественным.

Значительная часть носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром не совершает возвратного движения к поверхности образца, а, отразившись от нее, уходят в глубь образца. Их вклад в высокочастотный ток слабо чувствителен к состоянию поверхности проводника, т.е. к виду ядра $Q_{ij}(k, k')$. Учет поверхностного рассеяния этих электронов приводит лишь к уточнению численного множителя порядка единицы в выражении для глубины затухания электромагнитной волны и никоим образом не влияет на зависимость δ от магнитного поля и параметров низкоразмерности энергетического спектра электронов проводимости. Поэтому при вычислении $\sigma_{ij}^{(1)}(k)$ будем полагать, что носители заряда с квазиодномерным спектром вида (2) отражаются зеркально границей образца.

В достаточно сильном магнитном поле, когда диаметр орбиты $2r$ электронов проводимости с квазидвумерным спектром (1) много меньше глубины скин-слоя, вклад в высокочастотный ток носителей заряда, сталкивающихся с поверхностью проводника, ничтожно мал по сравнению с вкладом электронов, не касающихся границы образца. При этом можно ограничиться приближением локальной связи между фурье-образами плотности тока и электрического поля и в соотношении (14) не учитывать последнее слагаемое. В этом случае глубину скин-слоя нетрудно определить с помощью дисперсионного уравнения

$$\det\left[\delta_{\alpha\beta} - \xi\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k)\right] = 0, \quad \alpha, \beta = (y, z), \tag{19}$$

где $\xi = 4\pi i\omega/(k^2c^2 - \omega^2)$ и

$$\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k) = \sigma_{\alpha\beta}(k) + \sigma_{\alpha\beta}^{(1)}(k) - \frac{\left[\sigma_{\alpha x}(k) + \sigma_{\alpha x}^{(1)}(k)\right]\left[\sigma_{x\beta}(k) + \sigma_{x\beta}^{(1)}(k)\right]}{\sigma_{xx}(k) + \sigma_{xx}^{(1)}(k)}. \tag{20}$$

Вклад в $\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k)$ носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром определяется в основном компонентой $\sigma_{xx}^{(1)}(k)$, которая с точностью до малых поправок, пропорциональных η_1^2 и η_2^2, имеет вид

$$\sigma_{xx}^{(1)}(k) = \sigma_1(k) = \frac{\sigma_1}{1 + (kl_1)^2}, \tag{21}$$

где $l_1 = v_0\tau_1/(1 - i\omega\tau_1)$, σ_1 — вклад этой группы носителей заряда в электропроводность вдоль оси x в однородном электрическом поле, τ_1 — время свободного пробега носителей заряда с энергетическим спектром (2), а $v_0 = (Ua_1/\hbar)\sin[(\varepsilon_F - A_{000})/U]$.

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

$$\sigma_{yy}^{(1)}(k) = \sum_{\pm} \frac{\eta_1^2\sigma_1 a_2^2 U^2/4\hbar^2 v_0^2}{1 + (k \pm eHa_2\cos\vartheta/c\hbar)^2 l_1^2}, \tag{22}$$

$$\sigma_{zz}^{(1)}(k) = \sum_{\pm} \frac{\eta_2^2\sigma_1 a^2 U^2/4\hbar^2 v_0^2}{1 + (k \pm eHa\sin\vartheta/c\hbar)^2 l_1^2}, \tag{23}$$

учет которых не влияет существенно на глубину затухания электромагнитных полей.

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

$$\tilde{\sigma}_{yy}(k) = \frac{\sigma_1(k)(\gamma^2\sigma_0 + \sigma_{zz}\,\mathrm{tg}^2\,\vartheta) + \gamma^2\sigma_0^2}{\sigma_1(k) + \gamma^2\sigma_0}, \tag{24}$$

$$\tilde{\sigma}_{yz}(k) = \tilde{\sigma}_{zy}(k) = \frac{\sigma_1(k)}{\sigma_1(k) + \gamma^2\sigma_0}\,\sigma_{zz}\,\mathrm{tg}\,\vartheta, \tag{25}$$

$$\tilde{\sigma}_{zz}(k) = \sigma_{zz} + \sigma_{zz}^{(1)}(k), \tag{26}$$

весьма чувствительно к появлению группы носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром. В (24)–(26) опущены малосущественные численные множители порядка единицы и малые поправки порядка $(kr)^2$ в выражении для σ_{zz}, а σ_0 — вклад в электропроводность вдоль слоев носителей заряда со спектром (1) при $H = 0$.

Если σ_1 и σ_0 — величины одного порядка, то $\tilde{\sigma}_{yy}(k)$ оказывается много меньше σ_0 в достаточно широкой области магнитных полей, что приводит к значительному увеличению прозрачности проводника.

Дисперсионное уравнение (19) с учетом соотношений (24)–(26) позволяет найти глубину затухания электромагнитных полей в сильном магнитном поле:

$$\delta_1 \simeq \delta_0/\eta, \quad \delta_2 \simeq \delta_0/\gamma, \tag{27}$$

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

Если $\sigma_1 \ll \sigma_0$, но $\sigma_1 \geq \gamma^2\sigma_0$, то в выражении для δ_2 следует дописать малый множитель $\sqrt{\sigma_1/\sigma_0}$. При $\sigma_1 \ll \gamma^2\sigma_0$ длины затухания электрических полей $E_z(x)$ и $E_y(x)$ существенно различны, соответственно $\delta_z = \delta_1$ и $\delta_y \simeq \delta_0$, однако при $\sigma_1 \gg \gamma^2\sigma_0$ электрические поля вдоль и поперек слоев содержат обе компоненты с существенно различными длинами затухания δ_1 и δ_2. Так что даже в достаточно чистых проводниках, у которых $l\eta \gg \delta_0$, не только $E_z(x)$, но и электрическое поле $E_y(x)$ затухают в магнитных полях, при которых $r \ll \delta_0$, на расстояниях, значительно превышающих длину свободного пробега носителей заряда.

В приведенных выше формулах (24)–(27) предполагается $\mathrm{tg}\,\vartheta$ не слишком большой величиной, так что $\gamma = \gamma_0/\cos\vartheta \ll 1$, где $\gamma_0 = r_0/l$, а $r_0 = c\hbar/eHa$ по порядку величины совпадает с радиусом орбиты электронов со спектром (1) при $\vartheta = 0$. Кроме того, мы полагали, что при $\eta \ll 1$, $kr \ll 1$, $\omega\tau \ll 1$ и $\gamma \ll 1$ асимптота электропроводности поперек слоев

$$\begin{aligned}\sigma_{zz}(\eta, H) = \frac{2e^3H}{c(2\pi\hbar)^3} \int\limits_0^{(2\pi\hbar/a)\cos\vartheta} \frac{dp_H(a/\hbar)^2}{1 - \exp(-T/\tau)} \times \\ \times \int\limits_0^T dt \int\limits_{t-T}^{t} dt' \sum_{n,m} \varepsilon_n(t, p_H)\varepsilon_m(t', p_H) \sin\left\{\frac{an}{\hbar}\left(\frac{p_H}{\cos\vartheta} - p_y(t, p_H)\,\mathrm{tg}\,\vartheta\right]\right\} \times \\ \times\, nm \sin\left\{\frac{am}{\hbar}\left[\frac{p_H}{\cos\vartheta} - p_y(t', p_H)\,\mathrm{tg}\,\vartheta\right]\right\} \exp\left(\frac{t' - t}{\tau}\right)\end{aligned} \tag{28}$$

имеет вид $\sigma_{zz} \simeq \eta^2\sigma_0$.

При такой ориентации магнитного поля относительно слоев, когда $\cos\vartheta \gg \gamma_0$, как следует из уравнений движения заряда (7), среднее за период значение скорости поперек слоев электронов с квазидвумерным спектром (1),

$$\bar{v}_z(p_H, \vartheta) = \frac{1}{T}\int_0^T dt\, v_z(t, p_H, \vartheta), \tag{29}$$

а также $p_x(t, p_H)$ и $p_y(t, p_H)$ слабо зависят от проекции импульса $p_H = p_y \sin\vartheta + p_z \cos\vartheta$.

При ϑ существенно отличном от нуля всегда найдется такое $\vartheta = \vartheta_c$, и при том не одно, при котором не только

$$\bar{v}_z(0, \vartheta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar T}\int_0^T dt\, \varepsilon_n(t, 0) \sin\frac{anp_y(t, 0)\,\mathrm{tg}\,\vartheta}{\hbar} = 0, \tag{30}$$

но и

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar T}\int_0^T dt\, \varepsilon_n(t, 0) \cos\frac{anp_y(t, 0)\,\mathrm{tg}\,\vartheta}{\hbar} = 0. \tag{31}$$

Нетрудно заметить, что при $\vartheta = \vartheta_c$ значительно уменьшается $\overline{v}_z(p_H, \vartheta_c)$, что влечет за собой существенное изменение асимптотического поведения компоненты высокочастотной электропроводности

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2\tau a m^*(\vartheta)\cos\vartheta}{8\pi^3\hbar^4}\sum_{n=1}^{\infty} n^2 |I_n(\vartheta)|^2 + \\ + \sigma_0\eta^2\left[\eta^2 f_1(\vartheta) + \left(\frac{\gamma_0}{\cos\vartheta}\right)^2 f_2(\vartheta) + (kr)^2 f_3(\vartheta)\right], \tag{32}$$

где

$$I_n(\vartheta) = \frac{1}{T}\int_0^T dt\, \varepsilon_n(t)\exp\left[\frac{ianp_y(t)}{\hbar}\,\mathrm{tg}\,\vartheta\right], \tag{33}$$

а $f_i(\vartheta)$ — функции порядка единицы, зависящие от конкретного вида закона дисперсии носителей заряда.

Если функции $I_n(\vartheta)$ резко убывают с ростом n, то существенное изменение асимптотического поведения σ_{zz} при $\gamma_0 \ll \cos\vartheta$ имеет место, когда $I_1(\vartheta)$ обращается в нуль, т. е. при тех значениях ϑ, для которых $I_1(\vartheta_c) = 0$. При таких ориентациях магнитного поля возрастает с увеличением H не только δ_2, но и растет с магнитным полем и δ_1, достигая предельного значения δ_0/η^2.

При $\gamma_0 \ll \cos\vartheta \ll 1$ нули функции $I_1(\vartheta)$,

$$I_1(\vartheta) = 2\varepsilon_1(0)\sqrt{\frac{2\pi\hbar c}{aeHv_x'(0)\sin\vartheta}}\,\cos\left(\frac{aD_p\,\mathrm{tg}\,\vartheta}{2\hbar} - \frac{\pi}{4}\right), \tag{34}$$

повторяются с периодом

$$\Delta(\mathrm{tg}\,\vartheta) = 2\pi\hbar/aD_p, \tag{35}$$

где D_p — диаметр поверхности Ферми вдоль оси p_y, штрихом обозначено дифференцирование по t, начало отсчете t помещено в точку стационарной фазы, где $v_x = 0$.

В магнитном поле, почти параллельном слоям ($\cos\vartheta \le \gamma_0$), электрон не успевает совершить полный период по сечению гофрированного цилиндра плоскостью $p_H = \mathrm{const}$, и асимптотическое поведение компонент матрицы $\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k)$ претерпевает существенное изменение. При стремлении ϑ к $\pi/2$ уменьшается связь линейно поляризованных волн с электрическими полями $E_z(x)$ и $E_y(x)$. Электрическое поле $E_y(x)$ убывает на расстояниях порядка δ_0, а глубина затухания поля $E_z(x)$ растет с магнитным полем вначале пропорционально $H^{1/2}$, когда $\gamma_0 \ge \eta^{1/2}$,

$$\delta_z \simeq \delta_0/\eta\gamma_0^{1/2}, \tag{36}$$

и лишь в достаточно сильных магнитных полях при $\gamma_0 \ll \eta^{1/2}$ линейно растет с магнитным полем:

$$\delta_z \simeq \delta_0/\eta^{3/4}\gamma_0. \tag{37}$$

При распространении электромагнитной волны вдоль оси y присутствие группы носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром не приводит к заметному влиянию на глубину затухания электромагнитных волн. Как и в случае лишь одной группы носителей заряда с законом дисперсии (1), электрическое поле вдоль слоев убывает на расстояниях порядка δ_0, а электрическое поле вдоль нормали к слоям проникает в квазидвумерный проводник на расстояние [25–27]

$$\delta_z \simeq \frac{\delta_0}{\eta}\,\Phi(\vartheta, \eta, \gamma_0), \tag{38}$$

где функция Φ существенно зависит от ориентации магнитного поля относительно слоев. При $\cos\vartheta \le \gamma_0$ глубина затухания электрического поля вдоль нормали к слоям описывается формулами (36), (37). При $\cos\vartheta \gg \gamma_0$ почти всюду $\Phi = 1$ и $\delta_z \simeq \delta_0/\eta$, и лишь при $\vartheta = \vartheta_c$

$$\Phi = \sqrt{\frac{\cos^2\vartheta_c + (l\eta\gamma_0/\delta_0)^2}{\eta^2\cos^2\vartheta_c + \gamma_0^2}}\,. \tag{39}$$

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

Все приведенные выше формулы получены при условии $\omega\tau \ll 1$. Во всех синтезированных к настоящему времени органических проводниках это условие заведомо выполнено в радио- и СВЧ диапазонах электромагнитных волн. Однако в субмиллиметровом диапазоне частота электромагнитной волны при достаточно низких температурах может быть сравнимой с частотой столкновений носителей заряда, а их длина свободного пробега может значительно превышать глубину скин-слоя. В этом диапазоне частот взаимодействие электронов проводимости с электромагнитным полем носит резонансный характер, когда частота волны ω равна или кратна Ω — частоте их обращения в магнитном поле, а поверхностный импеданс чувствителен к состоянию поверхности проводника.

В условиях аномального скин-эффекта отражение границей образца носителей заряда, эффективно взаимодействующих с волной, близко к зеркальному [28] и учет интегрального слагаемого в формуле (19) весьма существен. Несложные вычисления приводят к следующему выражению для глубины затухания электрического поля $E_y(x)$ при $w \ll l^{3/2}r^{1/2}\delta_0^{-2}$:

$$\delta_y = \delta_0^{4/5} r^{1/5} \left(\frac{\gamma + w}{\gamma}\right)^{2/5}, \tag{40}$$

где w — ширина индикатрисы рассеяния носителей заряда границей образца, которая в случае слабошероховатой поверхности определяется бинарной корреляционной функцией неровностей поверхности в различных ее точках, т. е. среднеквадратичной высотой неровностей и средней длиной плоских участков границы образца [29]. Малосущественные численные множители порядка единицы, как и прежде, опущены.

При $\eta \ll w\delta_0^2 l^{-3/2} r^{-1/2} \leq 1$ глубина затухания δ_z электрического поля $E_z(x)$ порядка δ_0/η, а при $w \ll l^{3/2}r^{1/2}(\eta/\delta_0)^2$ имеет место универсальное соотношение

$$\delta_z = \eta^{-4/5}\delta_y. \tag{41}$$

Исследование высокочастотных свойств тонких проводников, толщиной меньше или порядка длины свободного пробега носителей заряда, позволит получить более детальную информацию о спектре электронов проводимости и характере их взаимодействия с поверхностью проводника. В частности, органические проводники являются удобным объектом исследования электронного переноса электромагнитного поля в глубь образца в виде слабозатухающих волн и всплесков Азбеля высокочастотного поля, поскольку низкоразмерные проводники обладают аномальной прозрачностью [30].

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

Литература

1. М. В. Карцовник, В. Н. Лаухин, В. Н. Нижанковский, А. А. Игнатьев, Письма в ЖЭТФ **47**, 302 (1988).
2. М. В. Карцовник, П. А. Кононович, В. Н. Лаухин, И. Ф. Щеголев, Письма в ЖЭТФ **48**, 498 (1988).
3. N. Toyota, T. Sasaki, K. Murata et al., J. Phys. Soc. Jap. **57**, 2616 (1988).
4. W. Kang, G. Montambaux, J. R. Cooper et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 2559 (1989).
5. М. В. Карцовник, П. А. Кононович, В. Н. Лаухин и др., ЖЭТФ **97**, 1305 (1990).
6. R. Yagi, Y. Iye, T. Osada, and S. Kagoshima, J. Phys. Soc. Jap. **59**, 3069 (1990).
7. T. Sasaki and N. Toyota, Sol. St. Comm. **75**, 93 (1990).
8. T. Osada, R. Yagi, A. Kawasumi et al., Phys. Rev. B **41**, 5428 (1990).
9. М. В. Карцовник, А. Е. Ковалев, В. Н. Лаухин и др., Письма в ЖЭТФ **55**, 337 (1992).
10. N. D. Kushch, L. I. Buravov, M. V. Kartsovnik et al., Synth. Met. **46**, 271 (1992).
11. M. V. Kartsovnik, A. E. Kovalev, V. N. Laukhin, and S. I. Pesotskii, J. Phys. 1 (France) **2**, 223 (1992).
12. A. E. Kovalev, M. V. Kartsovnik, and N. D. Kushch, Sol. St. Comm. **87**, 705 (1993).

13. A. E. Kovalev, M. V. Kartsovnik, R. P. Shibaeva et al., Sol. St. Comm. **89**, 575 (1994).
14. M. V. Kartsovnik, A. E. Kovalev, R. P. Shibaeva et al., Physica B **201**, 459 (1994).
15. M. V. Kartsovnik, A. E. Kovalev, V. N. Laukhin et al., Synth. Met. **70**, 811 (1995).
16. R. Rossenau, M. L. Doublet, E. Canadell et al., J. de Phys. 1 **6**, 1527 (1996).
17. T. Sasaki, H. Ozawa, H. Mori et al., J. Phys. Soc. Jap. **65**, 213 (1996).
18. J. H. Condon, Phys. Rev. **145**, 526 (1966).
19. И. А. Привороцкий, ЖЭТФ **52**, 175 (1967).
20. В. Г. Песчанский, Д. И. Степаненко, ЖЭТФ **112**, 1841 (1997).
21. В. Г. Песчанский, В. М. Карденас, М. А. Лурье, К. Ясемидес, ЖЭТФ **80**, 1645 (1981).
22. М. Я. Азбель, ЖЭТФ **39**, 400 (1960).
23. V. G. Peschansky, Sov. Sci. Rev. A Phys. **16**, 1 (1992).
24. G. E. H. Reuter and E. H. Sondheimer, Proc. Roy. Soc. London **195**, 336 (1948).
25. В. Г. Песчанский, С. Н. Савельева, Х. Кхеир Бек, ФТТ **34**, 1630 (1992).
26. В. Г. Песчанский, Х. Кхеир Бек, С. Н. Савельева, ФНТ **18**, 1012 (1992).
27. V. G. Peschansky, Phys. Rep. **288**, 305 (1997).
28. Б. Э. Меерович, ЖЭТФ **58**, 324 (1970).
29. Л. А. Фальковский, ЖЭТФ **58**, 1830 (1970).
30. В. Г. Песчанский, Х. А. Ролдан Лопес, Д. А. Торяник, ФНТ **23**, 784 (1997).