Физика низких температур, 1998, т. 24, № 4, с. 371–374

Высокочастотный импеданс органических металлов в сильном магнитном поле

В. М. Гохфельд

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72*

В. Г. Песчанский, Д. А. Торяник

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

Статья поступила в редакцию 28 октября 1997 г.

Теоретически исследовано распространение электромагнитных волн в слоистых проводниках органического происхождения с металлическим типом проводимости, в которых a priori поверхность Ферми, помимо слабо гофрированного цилиндра, содержит также два листа, представляющие собой слабо гофрированные плоскости. Показано, что наличие последней группы носителей заряда существенным образом влияет на величину затухания волн.

Теоретично досліджено розповсюдження електромагнітних хвиль в шаруватих провідниках органічного походження з металевим типом провідності, в яких a priori поверхня Фермі, крім слабко гофрованого циліндра, має також два листи, які є слабко гофрованими площинами. Показано, що наявність останньої групи носіїв заряду істотно впливає на величину згасання хвиль.

PACS: 71.20.-r

Необычное поведение магнитосопротивления семейства ион-радикальных солей с переносом заряда на основе тетратиафульвалена вида $(BEDT–TTF)_2MHg(SCN)_4$ [1-9] свидетельствует о том, что поверхность Ферми слоистых органических проводников достаточно сложна. Одним из видов топологической структуры электронного энергетического спектра этих материалов, позволяющим понять экспериментально наблюдаемые полевые зависимости электросопротивления, может служить поверхность Ферми, содержащая, помимо слабо гофрированного цилиндра, два квазиодномерных листа. Эти листы представляют собой слабо гофрированные плоскости, на которых скорость носителей заряда имеет преимущественное направление в плоскости слоев [10,11]. Сочетание квазидвумерной и квазиодномерной полостей поверхности Ферми в таких проводниках может существенно проявиться в высокочастотных явлениях. В качестве примера рассмотрим распространение электромагнитных волн вдоль слоев в проводнике с законом дисперсии носителей заряда вида

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} + A\cos\frac{ap_z}{h}\ ,\ \varepsilon_1(\mathbf{p}) = \pm\,\mathbf{pN}v, \qquad (1)$$

где a — расстояние между слоями; h — постоянная Планка; единичный вектор N расположен в плоскости слоев и образует с направлением распространения волны (осью x) угол φ.

Скорость электрона проводимости v_z вдоль нормали к слоям $\mathbf{n}$ слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{pn}$, так что $Aa / h = v_0\eta \ll v_0$ (v_0 — скорость электронов с энергией Ферми $\varepsilon_F = mv_0^2/2$, принадлежащих слабо гофрированному цилиндру, а v — фермиевская скорость носителей заряда, принадлежащих плоскому листу поверхности Ферми). В достаточно сильном магнитном поле $\mathbf{H} = (0, H\cos\theta, H\sin\theta)$, когда радиус кризизны r траектории носителей заряда с квазидвумерным энергетическим спектром много меньше глубины скин-слоя δ, их вклад в высокочастотный ток не чувствителен к состоянию поверхности проводника $x_s = 0$, поскольку доля электронов, сталкивающихся с границей образца и эффективно взаимодействующих с электромагнитным полем, порядка r/δ. Электроны с одномерным энергетическим спектром не реагируют на присутствие магнитного поля и, как и при $H = 0$, уносят информацию о поле в скин-слое в глубь образца со скоростью $v_x = v \cos\varphi$ в виде волн Ройтера-Зондгеймера [12]. Если отражение носителей заряда поверхностью проводника близко к зеркальному, то с достаточно высокой точностью связь фурье-образов электрического поля и плотности тока

$$\mathbf{E}(k) = 2\int_0^{\infty} dx\, \mathbf{E}(x) \cos(kx),$$

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

можно считать локальной:

$$j_i(k) = \left\{\sigma_{ij}(k) + \sigma_{ij}^{(1)}(k)\right\} E_j(k). \tag{3}$$

Вклад в компоненты высокочастотной электропроводности носителей заряда с квазидвумерным энергетическим спектром имеет вид

$$\sigma_{ij}(k) = \frac{2e^3 H}{c(2\pi H)^3} \int dp_H \int_0^T dt v_i(t, p_H) \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{t} dt' v_j(t', p_h) \exp\{\nu(t'-t)\} \times$$

$$\times \cos k\{x(t', p_H) - x(t, p_H)\} \equiv \langle e^2 v_i \hat{R} v_j \rangle, \tag{4}$$

а вклад носителей заряда с энергетическим спектром $\varepsilon_1(p) = \pm\mathbf{pN}v$ в электропроводность

$$\sigma_{ij}^{(1)}(k) = \sigma_1(k) N_i N_j, \quad \sigma_1(k) = \frac{\omega_1^2 \nu_1}{(\mathbf{kv})^2 + \nu_1^2}, \tag{5}$$

естественно, не зависит от величины магнитного поля. Здесь e — заряд электрона; $\nu_1 = 1/\tau_1 - i\omega$; τ_1 и ω_1 — время свободного пробега и частота плазменных колебаний электронов проводимости с одномерным энергетическим спектром; $T = 2\pi mc/eH \cos\theta$ — период движения по замкнутой орбите в магнитном поле носителей заряда, принадлежащих квазидвумерной полости поверхности Ферми; $\nu = 1/\tau - i\omega$; τ— время свободного пробега носителей заряда; проекция импульса электрона на направление магнитного поля $p_H = \; = p_y \sin\theta + p_z \cos\theta$ является интегралом движения в силу уравнения

$$dp/dt = (e/c)(\partial\varepsilon(\mathbf{p})\partial\mathbf{p}\times\mathbf{H}). \tag{6}$$

Электромагнитную волну мы полагаем монохроматичной с частотой ω; t и t' в формуле (4) — времена движения заряда в магнитном поле. Интегрирование в формуле (4) проводится по всем состояниям носителей заряда с энергией Ферми ε_F.

Уравнения Максвелла в представлении Фурье

$$[k^2 - \omega^2/c^2]\, E_\alpha(k) - 4\pi i\omega j_\alpha(k)/c^2 = -2E_\alpha'(0),$$

$$\alpha = (y, z) \tag{7}$$

позволяют без труда найти фурье-образы переменного электрического поля, а затем с помощью обратного преобразования Фурье и распределение электрического поля в проводнике.

Глубину скин-слоя нетрудно определить с помощью дисперсионного уравнения

$$\det\left\{\delta_{\alpha\beta} - \xi\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k)\right\} = 0;\ \alpha, \beta = (y,z), \tag{8}$$

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

$$\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k) = \sigma_{\alpha\beta}(k) + \sigma_{\alpha\beta}^{(1)}(k) - [\sigma_{\alpha x}(k) + \sigma_{\alpha x}^{(1)}(k)]\times$$

$$\times[\sigma_{x\beta}(k) + \sigma_{x\beta}^{(1)}(k)]/[\sigma_{xx}(k) + \sigma_{xx}^{(1)}(k)]. \tag{9}$$

Воспользовавшись законом дисперсии носителей заряда (1) и соотношениями (4), (5), (9), получим в основном приближении по малым параметрам η, kr и $\gamma = T/\tau \ll 1$ для компонент матрицы $\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k)$ следующие выражения:

$$\tilde{\sigma}_{yy}(k) = \frac{\gamma\,\sigma_0\sigma_{xy} + \sigma_1(k)(\sigma_0\gamma^2\cos^2\varphi + \sigma_{zz}\mathrm{tg}^2\theta\cos^2\varphi + \gamma\,\sigma_{xy}\sin^2\varphi)}{\sigma_1(k)\cos^2\varphi + \gamma\,\sigma_{xy}},$$

$$\tilde{\sigma}_{yz}(k) = \tilde{\sigma}_{zy}(k) = \sigma_{zz}\,\frac{\sigma_1(k)\mathrm{tg}\theta\cos^2\varphi}{\sigma_1(k)\cos^2\varphi + \gamma\,\sigma_{xy}}, \quad \tilde{\sigma}_{zz}(k) = \sigma_{zz}, \tag{10}$$

где σ_0 — вклад в электропроводность вдоль слоев носителей заряда, полость поверхности Ферми в которых имеет вид гофрированного цилиндра при $H = 0$.

Легко заметить, что в отсутствие дрейфа носителей заряда вдоль направления распространения электромагнитной волны, т.е. при $\varphi = \pi/2$, длина затухания электрического поля E_y в предельно сильном магнитном поле оказывается такой же, как и без него, а именно: $\delta_0 = c[2\pi\omega(\sigma_0 + \sigma_1)]^{-1/2}$, где $\sigma_1 = \sigma_1(0)$. Длина затухания электрического поля E_z существенно зависит от ориентации магнитного поля относительно слоев, т. е. от угла θ между нормалью к слоям и вектором **H**, и при некоторых значениях угла θ, когда резко уменьшается электропроводность поперек слоев, может достигать величины порядка σ_0/η^2 [13].

Однако длина затухания элктромагнитных волн существенно изменяется, если возможен дрейф носителей заряда вдоль направления распространения волны. Ради краткости вычислений будем считать векторы **N** и **k** параллельными друг другу, т.е. $\varphi = 0$. Дисперсионное уравнение в этом случае принимает следующий вид:

$$1 - \xi\,\frac{(\gamma^2\sigma_0 + \sigma_{zz}\cos^{-2}\theta)\,\sigma_1(k)}{\gamma\,\sigma_{xy} + \sigma_1(k)} + {}$$

$$+ \xi^2\,\frac{\gamma^2\sigma_0\sigma_{zz}\,(\sigma_0 + \sigma_1(k))}{\gamma\,\sigma_{xy} + \sigma_1(k)} = 0. \tag{11}$$

В случае, когда глубина проникновения в проводник электромагнитной волны значительно превышает длину свободного пробега носителей заряда $l = v\tau_1$ и с достаточной степенью точности можно не учитывать зависимость σ_1 от k, из решения уравнения (11) следует, что возможно распространение двух слабозатухающих волн. При $\eta << \gamma << 1$ они затухают на расстояниях $\delta_1 = \delta_0/\eta$ и $\delta_2 = \delta_0/\gamma$, а при $\gamma << \eta << 1$ глубина затухания одной из них $\delta_1 = \delta_0/\gamma\cos\theta$ возрастает по мере отклонения магнитного поля от нормали к слоям, в то время как глубина затухания другой волны, напротив, уменьшается с ростом θ, а именно: $\delta_2 = \delta_0\cos\theta/\eta$. В приведенных выражениях для δ_1 и δ_2 опущены несущественные численные множители порядка единицы.

В условиях аномального скин-эффекта, когда длина свободного пробега носителей заряда является самым большим параметром задачи с размерностью длины, в области не слишком сильных магнитных полей при $\eta\delta_0/l << |\gamma| << 1$ и $\delta_0/\eta^2 << l$ одна волна все-таки затухает на длине свободного пробега носителей заряда, а другая — на глубине $\delta_2 \cong (\delta_0 l)^{1/2}/\eta$. В области достаточно сильных магнитных полей, когда $\eta\delta_0/l \geq |\gamma|$, глубина затухания одной из волн убывает с ростом магнитного поля, а другой увеличивается:

$$\delta_1 \cong l\,|\gamma|\cos\theta/\eta\ ;\ \delta_2 \cong \delta_0\eta\,/\,|\gamma|\cos\theta. \tag{12}$$

Полученные результаты нетрудно обобщить на случай, когда одна из полостей поверхности Ферми является слабо гофрированной плоскостью. При этом в приведенных выше формулах будут уточнены лишь численные множители порядка единицы, зависящие от конкретного вида электронного энергетического спектра, и останется прежним существенное влияние квазиодномерной полости поверхности Ферми на высокочастотные свойства органических проводников семейства $(BEDT\text{–}TTF)_2MHg(SCN)_4$.

Мы признательны Министерству науки за финансовую поддержку данной работы (грант N 2. 4/192).

1. T. Sasaki and N. Toyota, *Solid State Commun*. **75**, 93 (1990).
2. T. Osada, R. Jagi, A. Kawasumi, S. Kagoshima, N. Miura, M. Oshima, and G. Saito. *Phys. Rev.* **B41**, 5428 (1990).
3. М. В. Карцовник, А. Е. Ковалев, В. Н. Лаухин, С. И. Песоцкий, Н. Д. Кущ, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 337 (1992).
4. N. D. Kushch, L. I. Buravov, M. V. Kartsovnik, V. N. Laukhin, S. I. Pesotskii, R. P. Shibaeva, R. P. Rozenberg, E. B. Jagubskii, and A. V. Zvarikina, *Synth. Met*. 46, 271 (1992).
5. M. V. Kartsovnik, A. E. Kovalev, V. N. Laukhin, and S. I. Pesotskii, *J. Phys. 1 (France)* **2**, 223, (1992).
6. A. E. Kovalev, M. V. Kartsovnik, and N. D. Kushch, *Solid State Commun.* **87**, 705 (1993).
7. A. E. Kovalev, M. V. Kartsovnik, R. P. Shibaeva, R. P. Rozenberg, and I. F. Shchegolev, *Solid State Commun.* **89**, 575 (1994).
8. M. V. Kartsovnik, A. E. Kovalev, R. P. Shibaeva, R. P. Rozenberg, and N. D. Kushch, *Physica* **B201**, 459 (1994).

9. M. V. Kartsovnik, A. E. Kovalev, V. N. Laukhin, I. F. Shchegolev, H. Ito, T. Ishiguro, N. D. Kushch, H. Mori, and G. Saito, *Synth. Met.* **70**, 811 (1995).
10. R. Rossenau, M. L. Doublet, E. Canadell, R. P. Shibaeva, R. P. Rozenberg, N. D. Kushch, and E. B. Jagubskii, *J. Phys. 1 (France)* **6**, 1527 (1996).
11. T. Sasaki, H. Ozawa, H. Mori, S. Tanaka, T. Fukase, and N. Toyota, *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 213 (1996).
12. G. E. H. Reuter and E. H. Sondheimer, *Proc. Roy. Soc. (London)* **195**, 336 (1948).
13. В. Г. Песчанский, Х. Кхеир Бек, С. Н. Савельева, *ФНТ*, **18**, 1012 (1992).

High-frequency impedance of organic metals in high magnetic field

V. M. Gokhfel'd, V. G. Peschanskii,
and D. A. Toryanik

The propagation of electromagnetic waves is investigated theoretically on organic layered conductors of a metal-type conductivity. The Fermi surface of such conductors a priori involves, apart from the weakly corrugated cylinder, two sheets that are weakly corrugated planes. It is found that the existence of the latter group of charge carriers affects considerably the wave damping.