О распространении электромагнитных волн в органических проводниках семейства солей тетратиафульвалена

© В.Г. Песчанский, С.Н. Савельева*, Д.А. Торяник

Физико-технический институт низких температур Академии наук Украины,
310164 Харьков, Украина
*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 20 января 1998 г.)

Теоретически исследовано распространение электромагнитных волн в слоистых проводниках органического происхождения с металлическим типом проводимости в достаточно сильном магнитном поле, когда характерный радиус кривизны траектории электрона проводимости много меньше длины его свободного пробега l. Показано, что при наличии нескольких групп носителей заряда с квазидвумерным и квазиодномерным энергетическим спектром глубина затухания волн, существенно зависящая от поляризации волны и ориентации магнитного поля, обладает своеобразной зависимостью от величины магнитного поля и параметров низкоразмерности спектра носителей заряда, что позволяет в деталях восстановить поверхность Ферми по экспериментальным данным.

Проводники органического происхождения обычно представляют собой слоистые либо нитевидные структуры с резко выраженной анизотропией электропроводности. Большое семейство ион-радикальных солей с переносом заряда на основе тетратиафульвалена обладает металлическим типом проводимости не только вдоль, но и поперек слоев. Для описания их электронных свойств вполне пригодна разработанная для металлов концепция квазичастиц, несущих заряд, с произвольным видом закона дисперсии. 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–TTF) $_2$I$_3$ и (BEDT–TTF) $_2$IBr$_2$ [1–6]. Однако необычное поведение магнитосопротивления семейства солей вида (BEDT–TTF) $_2$MHg(SCN)$_4$ [7–15], где M = (K, Rb, Tl), свидетельствует о том, что поверхность Ферми таких слоистых проводников достаточно сложна. Одной из возможных топологических структур электронного энергетического спектра этого семейства органических металлов, которая согласуется с экспериментально наблюдаемыми зависимостями сопротивления от величины магнитного поля, может служить поверхность Ферми, содержащая помимо слабогофрированного цилиндра два квазиодномерных листа, представляющих собой слабогофрированные плоскости, на которых скорость носителей заряда имеет преимущественное направление в плоскости слоев [16,17]. Сочетание квазидвумерной и квазиодномерной полостей поверхности Ферми в таких проводниках может существенно проявиться в высокочастотных явлениях. Далее мы рассмотрим распространение электромагнитных волн в проводниках, электронный энергетический спектр которых состоит из двух зон с квазидвумерным и квазиодномерным законом дисперсии носителей заряда

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y) \cos\{anp_z/h\}, \tag{1}$$

$$\varepsilon'(\mathbf{p}) = \sum_{n,m,q=0}^{\infty} A_{nmq} \Big\{ \cos(a_1 np_x/h) \times \cos(a_2 mp_y/h) \cos(aqp_z/h) \Big\}, \tag{2}$$

причем соотношение между числами 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, h — постоянная Планка. В формуле (1) для квазидвумерного спектра носителей заряда коэффициенты при косинусах резко убывают с ростом номера n, так что максимальное значение на поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon'(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$. Функции $\max\{\varepsilon_F - \varepsilon_0(p_x, p_y)\} = \eta\varepsilon_F$ много меньше энергии Ферми ε_F, т.е. $\eta \ll 1$. В выражение для закона дисперсии $\varepsilon'(p)$ носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром основной вклад вносят слагаемые с $m = q = 0$. Если предположить, что $A_{100} = U \geq \varepsilon_F$, а все остальные коэффициенты A_{nmq} равны нулю, то полость поверхности Ферми, соответствующая этой энергетической зоне, представляет собой две плоскости $p_x = \pm(h/a_1)\arccos(\varepsilon_F/U)$. Слабую гофрировку этих плоскостей мы учтем, позволив себе считать отличными от нуля еще два слагаемых в формуле (2), а именно $A_{010} = \eta_1 U \ll \varepsilon_F$ и $A_{001} = \eta_2 U \ll \varepsilon_F$.

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

$$(\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{H}) = -i\omega\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{j}/c, \tag{3}$$

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

и кинетического уравнения для функции распределения носителей заряда

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

$$\mathbf{v}\partial\psi/\partial\mathbf{r} + (e/c)(\mathbf{v}\times\mathbf{H})\partial\psi/\partial\mathbf{p} + (1/\tau - i\omega)\psi = e\mathbf{v}\mathbf{E}(\mathbf{r}), \tag{5}$$

позволяющего найти связь плотности тока с электрическим полем волны $\mathbf{E}(\mathbf{r})$.

В уравнении (4) $\mathbf{M}$ — намагниченность проводника. Магнитная восприимчивость $\chi_{ij} = \partial M_i/\partial B_j$ в проводниках, не обладающих магнитным упорядочением, обычно ничтожно мала, и нет необходимости различать магнитное поле $\mathbf{H}$ и магнитную индукцию $\mathbf{B}$ всюду, кроме некоторых специальных случаев, когда эффект де Гааза–ван Альфена проявляется наиболее ярко, что приводит к образованию диамагнитных доменов [18,19]. Возмущение системы носителей заряда электромагнитной волной мы полагаем достаточно слабым, и здесь ограничимся лишь линейным приближением по слабому электрическому полю. В кинетическом уравнении (5) уже опущено квадратичное по возмущению слагаемое $eE\partial\psi/\partial p$, а интеграл столкновений $W_{\mathrm{col}}\{f\}$ учтен в τ-приближении, т. е. $W_{\mathrm{col}}\{f\} = (f_0 - f)/\tau$, где f_0 — равновесная фермиевская функция распределения носителей заряда, τ — время их свободного пробега, которое будем считать одинаковым для обеих групп носителей заряда. Уравнения Максвелла в этом приближении становятся линейными, и достаточно ограничиться лишь одной гармоникой во времени, т. е. электромагнитную волну можно считать монохроматической с частотой ω. Это предположение никоим образом не нарушает общего характера рассматриваемой задачи, поскольку ее решение при произвольной зависимости полей от времени представляет собой суперпозицию решений уравнений Максвелла с различными гармониками. Поэтому в уравнениях Максвелла (3) и (4) дифференцирование электромагнитных полей по времени заменено умножением их на $-i\omega$. В дальнейшем t будем означать время движения заряда в магнитном поле согласно уравнению

$$d\mathbf{p}/dt = (e/c)(\mathbf{v}\times\mathbf{H}). \tag{6}$$

В условиях аномального скин-эффекта, когда глубина скин-слоя δ значительно меньше длины свободного пробега носителей заряда l, существенным образом проявляется характер отражения носителей поверхностью образца $r_s = 0$, и кинетическое уравнение необходимо дополнить граничным условием на поверхности, рассеивающей электроны проводимости,

$$\psi(\mathbf{p}_+,\mathbf{r}_s) = q(\mathbf{p}_-)\psi(\mathbf{p}_-,\mathbf{r}_s) + \int (d^3p)\,W(\mathbf{p},\mathbf{p}_+) \times \big\{1 - \Theta[v_x(\mathbf{p})]\big\}\psi(\mathbf{p},\mathbf{r}_s). \tag{7}$$

Параметр зеркальности поверхности образца $q(\mathbf{p})$ — 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:

$$q(\mathbf{p}_-) = 1 - \int d^3p\,W(\mathbf{p},\mathbf{p}_+)\big\{1 - \Theta[v_x(\mathbf{p})]\big\}, \tag{8}$$

где $\Theta(\xi)$ — функция Хевисайда, 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 [20], предсказанных Азбелем [21]. Многоканальность зеркального отражения электронов границей образца существенным образом проявляется в прозрачности и поверхностном импедансе тонкого образца (толщиной L 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 далее мы не будем учитывать межзонные переходы носителей заряда при их рассеянии внутри и на поверхности образца.

Интегральное слагаемое в граничном условии (7) обеспечивает непротекание тока через поверхность проводника, однако в области больших частот ω решение кинетического уравнения слабо зависит от этого функционала, и без его учета в магнитном поле, параллельном поверхности образца, в отсутствие дрейфа носителей заряда в глубь образца по открытым электронным орбитам оно имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\psi(t_H,p_H,\mathbf{r}) = &\int_{\lambda}^{t_H} dt\,e\mathbf{v}(t,p_H)\mathbf{E}\big(\mathbf{r}(t,p_H) - \mathbf{r}(\lambda,p_H)\big)\\ &\times \exp\big\{\nu(t-t_H)\big\} + q(\lambda,p_H)\\ &\times \big[1 - q(\lambda,p_H)\exp\big\{\nu(2\lambda - T)\big\}\big]^{-1}\\ &\times \int_{\lambda}^{T-\lambda} dt\,e\mathbf{v}(t,p_H)\mathbf{E}\big(\mathbf{r}(t,p_H) - \mathbf{r}(\lambda,p_H)\big)\\ &\times \exp\big\{\nu(t - t_H + 2\lambda - T)\big\},\end{aligned} \tag{9}$$

где $\nu = -i\omega + 1/\tau$, а λ — ближайший к t_H корень уравнения,

$$\mathbf{r}(t,p_H) - \mathbf{r}(\lambda,p_H) = \int_{\lambda}^{t}\mathbf{v}(t',p_H)dt' = \mathbf{r} - \mathbf{r}_s. \tag{10}$$

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. 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 границы образца имеет такой же вид, как и в полупространстве $x \geq 0$, занятом проводником. Следуя Ройтеру и Зондгаймеру [22], продолжим четным образом электрическое поле на область отрицательных x и воспользуемся преобразованием Фурье для плотности тока и электрического поля

$$\mathbf{j}(k) = 2\int_0^\infty dx\mathbf{j}(x)\cos kx, \quad \mathbf{E}(x) = 2\int_0^\infty dx\mathbf{E}(x)\cos kx. \quad (11)$$

С помощью решения (9) кинетического уравнения найдем связь между Фурье-образами плотности тока и переменного электрического поля

$$j_i(k) = \sigma_{ij}(k)E_j(k) + \int dk' Q_{ij}(k,k')E_j(k'), \qquad (12)$$

где

$$\sigma_{ij}(k) = 2e^3H/c(2\pi h)^3 \int dp_H \int_0^T dt v_i(t, p_H) \int_\infty^t dt' v_j(t', p_H)$$
$$\times \exp\{\nu(t'-t)\} \cos k\{x(t'-p_H) - x(t, p_H)\}$$
$$\equiv \langle e^2 v_i \hat{R} v_j \rangle, \qquad (13)$$

а $T = 2\pi/\Omega$ — период движения носителей заряда в магнитном поле.

Ядро интегрального оператора $Q_{ij}(k,k')$ существенно зависит от состояния поверхности образца, т. е. от вероятности зеркального отражения ей электронов проводимости. При отражении носителей заряда поверхностью образца, близком к зеркальному, для электронов с квазидвумерным энергетическим спектром в условиях аномального скин-эффекта, когда глубина проникновения электрического поля является самым малым параметром задачи размерности длины, второе слагаемое в формуле (12) является основным, а для электронов с квазиодномерным спектром учет этого слагаемого приводит лишь к уточнению численного множителя порядка единицы в выражении для поверхностного импеданса.

Уравнения Максвелла в представлении Фурье

$$\{k^2 - \omega^2/c^2\}E_\alpha(k) - 4\pi i\omega j_\alpha(k)/c^2 = -2E'_\alpha(0),$$
$$\alpha = (y, z) \qquad (14)$$

вместе с материальным уравнением (12) 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

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = 4\pi\langle\psi\rangle, \qquad (15)$$

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

$$\langle\psi\rangle = 0. \qquad (16)$$

В достаточно сильном магнитном поле, когда диаметр электронной орбиты $2r$ много меньше глубины скин-слоя, в соотношении (12) можно ограничиться лишь первым слагаемым, и глубину скин-слоя нетрудно определить с помощью дисперсионного уравнения

$$\det\{\delta_{\alpha\beta} - \xi\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k)\} = 0, \qquad \alpha, \beta = (y, z), \qquad (17)$$

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

$$\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k) = \sigma_{\alpha\beta}(k) + \sigma^{(1)}_{\alpha\beta}(k) - \{\sigma_{\alpha x}(k) + \sigma^{(1)}_{\alpha x}(k)\}$$
$$\times \{\sigma_{x\beta}(k) + \sigma^{(1)}_{x\beta}(k)\}/\{\sigma_{xx}(k) + \sigma^{(1)}_{xx}(k)\}. \quad (18)$$

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

$$\sigma^{(1)}_{xx}(k) = \frac{\sigma_1}{1 + (kl_1)^2}, \qquad (19)$$

где $l_1 = \frac{v_x\tau}{1 - i\omega\tau}$, σ_1 — вклад этой группы носителей заряда в электропроводность вдоль оси x в однородном электрическом поле, а $v_x = -(Ua_1/h)\sin(\varepsilon_F/U)$.

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

$$\sigma^{(1)}_{yy}(k) = \sum_{\pm} \frac{\eta_1^2\sigma_1 a_2^2/2a_1^2}{1 + (k \pm eHa_2\cos\vartheta/ch)^2 l_1^2}, \qquad (20)$$

$$\sigma^{(1)}_{zz}(k) = \sum_{\pm} \frac{\eta_2^2\sigma_1 a^2/2a_1^2}{1 + (k \pm eHa\sin\vartheta/ch)^2 l_1^2}, \qquad (21)$$

учет которых не влияет существенно на скиновую глубину затухания электромагнитных полей.

В сильных магнитных полях, когда $\gamma = 1/\Omega\tau \ll 1$, при $|kl_1| \gg 1$ компоненты $\tilde{\sigma}_{\alpha z}(k)$ и $\tilde{\sigma}_{z\beta}(k)$ оказываются с достаточной степенью точности такими же, как и в случае одной группы носителей заряда с квазидвумерным энергетическим спектром

$$\tilde{\sigma}_{zz}(k) \cong \sigma_{zz}(k), \ \ \tilde{\sigma}_{yz}(k) = \tilde{\sigma}_{zy}(k) \cong \sigma_{yz}(k) \cong \sigma_{zz}\operatorname{tg}\vartheta. \quad (22)$$

Однако наличие второй группы носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром приводит к заметному изменению асимптотического поведения компоненты

$$\tilde{\sigma}_{yy}(k) = \sigma_{zz}\operatorname{tg}^2\vartheta + (kr)^2\sigma_0^2/\sigma_1 + \sigma_0\gamma^2, \qquad (23)$$

где σ_0 — вклад в электропроводность вдоль оси x при $H = 0$ носителей заряда со спектром вида (1); численные множители порядка единицы в последних двух слагаемых формулы (23) опущены.

Вместо насыщения порядка σ_0, которое имеет место при $\sigma_1 = 0$, компонента $\tilde{\sigma}_{yy}(k)$ убывает с ростом магнитного поля в достаточно широкой области полей, и характер распространения электромагнитной волны оказывается существенно иным, чем в случае только одной группы носителей заряда. В результате в органических проводниках семейства $(\mathrm{BEDT{-}TTF})_2\mathrm{MHg}\,(\mathrm{SCN})_4$ должен иметь место ориентационный эффект — резкая зависимость глубины затухания электрического поля $E_y(x)$ и $E_z(x)$ от ориентации магнитного поля относительно слоев [23–25]. Это связано с тем, что при некоторых значениях угла $\vartheta = \vartheta_c$ обращается в нуль интеграл

$$I(\vartheta) = T^{-1} \int\limits_0^T dt\, \varepsilon_1(t) \exp\{iap_y(t)\,\mathrm{tg}\,\vartheta/h\}, \qquad (24)$$

и существенно изменяется асимптотическое поведение компонент $\sigma_{zz}(k)$, $\sigma_{yz}(k)$ и $\sigma_{zy}(k)$, а в предельно сильных магнитных полях, когда r является самым малым параметром размерности длины, резко уменьшается также и компонента $\tilde{\sigma}_{yy}(k) \cong \sigma_{zz}\,\mathrm{tg}^2\,\vartheta$.

Если при $\sigma_1 = 0$ с достаточной степенью точности можно считать $\tilde{\sigma}_{yz}(k)$ и $\tilde{\sigma}_{zy}(k)$ пренебрежимо малыми по сравнению с диагональными компонентами матрицы $\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k)$, а длины затухания электрических полей $E_y(x)$ и $E_z(x)$ оказываются существенно различными, то наличие второй группы носителей заряда перепутывает волны с различной поляризацией. Длина их затухания при $r \ll \delta_0 = \{c/2\pi\omega(\sigma_0 + \sigma_1)\}^{1/2}$ имеет следующий вид:

$$\delta_1 = \delta_0/\eta, \qquad \delta_2 = \delta_0/\gamma, \qquad (25)$$

т.е. даже в достаточно чистых проводниках, когда $l\eta \gg \delta_0$, есть волна, затухающая на расстояниях, значительно превышающих длину свободного пробега электронов проводимости.

В условиях аномального скин-эффекта, когда глубина проникновения электромагнитного поля много меньше диаметра электронной орбиты, поверхностный импеданс проводника чувствителен к состоянию его поверхности, а в предельно аномальном скин-эффекте, когда не только глубина затухания $\delta_\perp$ электрического поля $E_y(x)$, но и глубина проникновения $\delta_\parallel$ электрического поля волны $E_z(x)$ много меньше r, влияние группы носителей заряда со спектром (2) на характер распространения электромагнитной волны оказывается не существенным. При отражении носителей заряда поверхностью образца, близком к зеркальному, соотношение между $\delta_\perp$ и $\delta_\parallel$ имеет вид

$$\delta_\perp = \eta^{4/5}\delta_\parallel. \qquad (26)$$

При $\omega\tau \gg 1$ роль электронов проводимости с квазиодномерным энергетическим спектром при распространении волн вдоль направления наиболее существенного их вклада в электропроводность значительно ослаблена в условиях циклотронного резонанса, когда частота волны кратна частоте обращения в магнитном поле носителей заряда с квазидвумерным спектром.

Таким образом, исследование поверхностного импеданса органических проводников в широкой области магнитных полей позволяет получить детальную информацию об энергетическом спектре различных групп носителей заряда.

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

Список литературы

[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, Y. Honda, M. Tokumoto, H. Bando, N. Kinoshita, H. Anzai, T. Ishiguro, Y. Muto. J. Phys. Soc. Jpn. **57**, 2616 (1988).
[4] W. Kang, G. Montanbaux, J.R. Cooper, D. Jerome, P. Batail, C. Lenoir. Phys. Rev. Lett. **62**, 2559 (1989).
[5] М.В. Карцовник, П.А. Кононович, В.Н. Лаухин, С.И. Песоцкий, И.Ф. Щеголев. ЖЭТФ **97**, 1305 (1990).
[6] R. Yagi, Y. Iye, T. Osada, S. Kagoshima. J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 3069 (1990).
[7] T. Sasaki, N. Toyota. Solid State Commun. **75**, 93 (1990).
[8] T. Osada, R. Jagi, A. Kawasumi, S. Kagoshima, N. Miura, M. Oshima, G. Saito. Phys. Rev. B **41**, 5428 (1990).
[9] М.В. Карцовник, А.Е. Ковалев, В.Н. Лаухин, С.С. Песоцкий, Н.В. Кущ. Письма в ЖЭТФ **55**, 337 (1992).
[10] N.D. Kushch, L.I. Buravov, M.V. Kartsovnik, V.N. Laukhin, S.I. Pesotskii, R.P. Shibaeva, R.P. Rosenberg, E.B. Jagubskii, A.V. Zvarikina. Synth. Met. **46**, 271 (1992).
[11] M.V. Kartsovnik, A.E. Kovalev, V.N. Laukhin, S.I. Pesotskii. J. Phys. 1 (France) **2**, 223 (1992).
[12] A.E. Kovalev, M.V. Kartsovnik, N.D. Kushch. Solid State Commun. **87**, 705 (1993).
[13] A.E. Kovalev, M.V. Kartsovnik, R.P. Shibaeva, R.P. Rosenberg, I.F. Shchegolev. Solid State Commun. **89**, 575 (1994).
[14] M.V. Kartsovnik, A.E. Kovalev, R.P. Shibaeva, R.P. Rosenberg, N.D. Kushch. Physica B **201**, 459 (1994).
[15] M.V. Kartsovnik, A.E. Kovalev, V.N. Laukhin, I.F. Shchegolev, H. Ito, T. Ishiguro, N.D. Kushch, H. Mori, G. Saito. Synth. Met. **70**, 811 (1995).
[16] R. Rossenau, M.L. Doublet, E. Canadell, R.P. Shibaeva, R.P. Rosenberg, N.D. Kushch, E.B. Jagubskii. J. Phys. 1 (France) **6**, 1527 (1996).
[17] T. Sasaki, H. Ozawa, H. Mori, S. Tanaka, T. Fukase, N. Toyota. J. Phys. Soc. Jpn. **65**, 213 (1996).
[18] J.H. Condon. Phys. Rev. **145**, 526 (1966).
[19] И.А. Привороцкий. ЖЭТФ **52**, 175 (1967).
[20] В.Г. Песчанский, В.М. Карденас, М.А. Лурье, К. Ясемидес. ЖЭТФ **80**, 1645 (1981).
[21] М.Я. Азбель. ЖЭТФ **39**, 400 (1960).
[22] G.E.H. Reuter, E.H. Sondheimer. Proc. Soc. Lond. **195**, 336 (1948).
[23] В.Г. Песчанский, С.Н. Савельева, Х. Кхиер Бек. ФТТ **34**, *5*, 1630 (1992).
[24] В.Г. Песчанский, Х. Кхиер Бек, С.Н. Савельева,. ФНТ **18**, 1012 (1992).
[25] V.G. Peschansky. Phys. Rep. **288**, 305 (1997).