Физика низких температур, 2000, т. 26, № 2, с.225–227

Краткие сообщения

Высокочастотный импеданс слоистых проводников в сильном магнитном поле

В. Г. Песчанский[1,2], И. В. Козлов[1], К. Ясемидес[1*]

[1] *Харьковский государственный университет, Украина, 61007, г. Харьков, пл. Свободы, 4*

[2] *Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 61164 г. Харьков, пр. Ленина, 47*
E-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 19 июля 1999 г.

Теоретически исследуется распространение электромагнитных волн в слоистых проводниках при низких температурах, когда весьма существен учет квантования магнитным полем энергии носителей заряда. Используя квантовое кинетическое уравнение для статистического оператора, вычислены квантовые осцилляции поверхностного импеданса в широком диапазоне частот ω.

Теоретично досліджується поширення електромагнітних хвиль в шаруватих провідниках при низьких температурах, коли дуже суттєвий облік квантування магнітним полем енергії носіїв заряду. Використовуючи квантове кінетичне рівняння для статистичного оператора, обчислено квантові осциляції поверхневого імпедансу в широкому діапазоні частот ω.

PACS: **73.61.–r**

В последние годы значительно возрос интерес к исследованиям физических явлений в проводниках органического происхождения, обладающих слоистой структурой с резко выраженной анизотропией электропроводности металлического типа. К их числу относится большое семейство комплексов с переносом заряда на основе бисэтилендитио-тетратиафульвалена $(\mathrm{BEDT{-}TTF})_2\mathrm{X}$, где X — набор различных анионов. Электропроводность вдоль слоев в этих комплексах на 3–4 порядка превышает электропроводность вдоль нормали $\mathbf{n}$ к слоям, что, по-видимому, связано с резкой анизотропией распределения скоростей носителей заряда $\mathbf{v} = \partial\varepsilon(\mathbf{p})/\partial\mathbf{p}$ на поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$, т.е. их энергия

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

слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{pn}$.

Квазидвумерный характер электронного энергетического спектра слоистых проводников способствует весьма яркому проявлению квантовых осцилляционных эффектов Шубникова—де Гааза и де Гааза—ван Альфена. Осцилляции Шубникова—де Гааза магнитосопротивления обнаружены во многих органических слоистых проводниках. Уже появилось немало сообщений об экспериментальных исследованиях распространения электромагнитных волн в ион-радикальных солях с низкоразмерным электронным энергетическим спектром [1–6]. В этой связи представляет интерес теоретический анализ квантовых осцилляционных эффектов в переменных полях, поскольку высокочастотные явления весьма информативны и могут быть успешно использованы для детального изучения электронной структуры слоистых проводников, в частности закона дисперсии и релаксационных свойств носителей заряда.

Рассмотрим распространение электромагнитных волн вдоль нормали к слоям в органических слоистых проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром, помещенных в достаточно сильное магнитное поле $\mathbf{H}$, когда длина свободного пробега носителей заряда l значительно превышает радиус кривизны их траекто-

* Present adress: Perdikari 5, GR-111 41 ATHENS, Greece

рии r. Если глубина проникновения в проводник электромагнитной волны меньше его размеров, то задача о распределении электрического поля волны $\mathbf{E}(z)$ в образце подобна задаче о распространении электромагнитного поля в полупространстве $z \geq 0$, занятом слоистым проводником.

Для нахождения плотности тока

$$\mathbf{j} = \mathrm{Sp}\,(e\hat{\mathbf{v}}\hat{\rho}) \tag{2}$$

необходимо решить квантовое кинетическое уравнение для статистического оператора $\hat{\rho} = \hat{\rho}^{(0)} + \hat{\rho}^{(1)}$, которое в случае монохроматической волны весьма малой интенсивности имеет вид

$$[-i\,\omega + \frac{1}{\tau} + \frac{i}{\hbar}(\varepsilon_n - \varepsilon_{n'})]\rho^{(1)}_{nn'} +$$

$$+ v_z \frac{\partial \rho^{(1)}_{nn'}}{\partial z} = -\frac{\rho^{(0)}_n - \rho^{(0)}_{n'}}{\varepsilon_n - \varepsilon_{n'}}(e\mathbf{E}\mathbf{v})_{nn'} . \tag{3}$$

Здесь $\hat{\rho}^{(0)}$ — статистический оператор, описывающий равновесное невозмущенное состояние носителей заряда, у которого отличны от нуля лишь диагональные компоненты, совпадающие с фермиевской функцией распределения $\rho_0(\varepsilon_n(p_H))$, где $p_H = \mathbf{pH}/H$.

В уравнении (3) удержаны лишь линейные слагаемые по малому возмущению носителей заряда электромагнитной волной. Исключительно ради краткости вычислений квантовый аналог интеграла столкновений учтен в приближении времени релаксации электронов проводимости, т.е. в качестве оператора умножения неравновесной части статистического оператора $\hat{\rho}^{(1)}$ на частоту столкновений $1/\tau$.

Материальное уравнение (2) совместно с уравнениями Максвелла

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = 4\pi\mathbf{j}/c - i\omega\mathbf{E}/c,\ \mathrm{rot}\,\mathbf{E} = i\omega(\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}), \tag{4}$$

где $\mathbf{M}$ — намагниченность, представляет собой полную систему уравнений задачи для нахождения распределения электромагнитного поля в проводнике.

Еще более существенно упростятся вычисления импеданса Z и распределения электромагнитного поля в проводнике, если предположить, что квантованные уровни энергии в магнитном поле $\mathbf{H} = (0,0,H)$ имеют вид

$$\varepsilon_n(p_z) = (n + 1/2)\hbar\Omega - \eta\varepsilon_F \cos(ap_z/\hbar) , \tag{5}$$

где $\Omega = eH/mc$, c — скорость света в вакууме, e — заряд электрона, а его циклотронная эффективная масса m не зависит от p_z , что имеет место, когда энергетический спектр в плоскости слоев изотропен.

Параметр квазидвумерности проводника η будем полагать не слишком малым, так что

$$\frac{\hbar\Omega}{\varepsilon_F} \ll \eta \ll 1 , \tag{6}$$

и справедливо квазиклассическое описание электронных явлений.

В силу симметрии задачи электрическое поле E_z равно нулю, а связь плотности тока с электрическим полем в плоскости слоев легко найти с помощью решения кинетического уравнения (3). Продолжим четным образом электрическое поле на область отрицательных z и воспользуемся преобразованием Фурье. Если поверхность образца $z = 0$, на которую падает волна, зеркально отражает носители заряда, то связь фурье-образов плотности тока $j_\alpha(k)$ и электрического поля $E_\beta(k)$ является локальной:

$$j_\alpha(k) = \sigma_{\alpha\beta}(k)E_\beta(k) ; \qquad (\alpha, \beta) = \{x, y\} . \tag{7}$$

В этом случае с помощью несложных вычислений легко найти $E_\alpha(k)$, а затем с помощью обратного преобразования Фурье

$$E_\alpha(z) = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty dk\, E_\alpha(k)\cos kz \tag{8}$$

найти распределение в проводнике электрического поля волны.

Квантовые осцилляционные эффекты связаны с наличием особенностей плотности состояний носителей заряда, когда их энергетический спектр квантован. При суммировании в интеграле столкновений по состояниям рассеянных электронов эти особенности неизбежно проявятся [7–10], что приведет к осцилляционной зависимости τ от $1/H$, а именно

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0}\left[1 + \Psi\left(2\pi^2\frac{T}{\hbar\Omega}\right)I_0\left(\frac{2\pi\varepsilon_F}{\hbar\Omega}\eta\right)\cos\left(\frac{\varepsilon_F}{\hbar\Omega}\right)\right], \tag{9}$$

где τ_0 — неосциллирующая часть времени релаксации, T — температура в энергетических единицах, $\Psi(\xi) = \xi/\mathrm{sh}\xi$, а $I_0(\xi)$ — функция Бесселя.

При вычислении поверхностного импеданса Z в области больших частот электромагнитной волны ω, когда $\omega\tau \gg 1$, вид интеграла столкновений в уравнении (3) не столь существен, поскольку основное приближение по параметру $1/\omega\tau$ соответствует бесстолкновительному пределу. Однако в области низких частот ($\omega\tau \leq 1$) учет квантовых осцилляций интеграла столкновений весьма существен.

При $T << \hbar\Omega$ в сильном магнитном поле $\hbar\Omega >> \omega\tau\, e^2\eta\varepsilon_F/(mc^2a)$ квантовые осцилляции низкочастотного ($\omega\tau << 1$) импеданса $Z_{\rm osc}$ определяются в основном осцилляциями интеграла столкновений и $Z_{\rm osc} \cong Z[\hbar\Omega/(\varepsilon_F\eta)]^{1/2}$.

С увеличением частоты ω вкладу в $Z_{\rm osc}$ осцилляций интеграла столкновений составят конкуренцию осцилляции намагниченности **M**, которые в бесстолкновительном пределе полностью определяют $Z_{\rm osc}$.

При решении задачи при произвольном виде квазидвумерного электронного энергетического спектра нет принципиальных затруднений. Конкуренция различных механизмов формирования квантовых осцилляционных эффектов в высокочастотном поле и тонкие детали закона дисперсии носителей заряда могут быть изучены с помощью анализа фазовых соотношений в условиях биения осцилляций при малых η.

1. J. Singleton, F. L. Pratt, M. Doporto, T. J. B. M. Janssen, M. Kurmoo, J. A. A. J. Perenboom, W. Hayes, and P. Day, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2500 (1992).
2. S. Hill, A. Ardavan, J. M. Schrawa, and J. Singleton «*Fermi Surface Spectroscopy: a Magnetic Resonance Approach*», *Rep. XXII Intern. Conf. on Low Temp. Phys.* (Espoo-Helsinki, Finland, 1999), Abstracts LT22, p. 399.
3. С. В. Демишев, Н. Е. Случанко, А. В. Семено, Н. А. Самарин, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 299 (1995).
4. 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, and N. D. Kushch, *Phys. Rev.* **B53**, 12794 (1996).
5. A. Polisski, J. Singleton, and N. D. Kushch, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S5 (1996) (Proc. LT 21, Prague, 8–14 Aug. 1996).
6. С. В. Демишев, А. В. Семено, Н. Е. Случанко, Н. А. Самарин, И. Б. Воскобойников, М. В. Карцовник, А. Е. Ковалев, Н. Д. Кущ, *ЖЭТФ* **111**, 979 (1997).
7. М. Я. Азбель, *ЖЭТФ* **34**, 1158 (1958).
8. E. N. Adams and T. D. Holstein, *J. Phys. Chem. Solids* **10**, 254 (1959).
9. А. М. Косевич, В. В. Андреев, *ЖЭТФ* **38**, 882 (1960).
10. Ю. А. Бычков, *ЖЭТФ* **39**, 1401 (1960).

High friquency impedance of layered conductors in strong magnetic field

V. G. Peschansky, I. V. Kozlov, and K. Jiasemides

The propagation of electromagnetic waves in layered conductors is studied theoretically. Under low-temperature conditions where it is of value to make allowance for the quantization of charge carrier energy in a strong magnetic field. Quantum oscillations of the surface impedance are calculated in a wide range of frequencies ω by using the quantum kinetic equation for the statistic operator.