НЕДИАГОНАЛЬНАЯ КОМПОНЕНТА ТЕНЗОРА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКИ

Р.Г. АГАЕВА
Институт физики
Национальной Академии Наук Азербайджана
AZ1143, Баку, пр. Г.Джавида, 33

Göstərilmişdir ki, istiqaməti maqnit sahəsinə parallel və konfaymenta perpendikulyar olan kvant məftili üçün elektrik keçiriciliyi tenzorunun qeyri-diaqonal tərkib hissəsi sıfıra bərabərdir.

Показано, что недиагональная компонента тензора электропроводности равна нулю для квантовой проволоки, направленной вдоль магнитного поля и перпендикулярно к конфайнменту.

It is shown that the non-diagonal component of the conductivity tensor is equal to zero for the quantum wire which directed along the magnetic field and perpendicular to the confinements.

Рассмотрим квантовую проволоку (КП) в однородном стационарном квантующем магнитном поле. Вектор-потенциал выбираем в виде $\vec{A}=\left(-H\,y/2\,,H\,x/2\,,\,0\right)$. Магнитное поле H и КП направлены вдоль оси z. КП характеризуется параболическим конфайнментом в плоскости (x,y).

Гамильтониан, соответствующий данной задаче, имеет вид

$$\hat{H}=\frac{1}{2m}\left[\left(\hat{p}_x-\frac{m\omega_c y}{2}\right)^2+\left(\hat{p}_y+\frac{m\omega_c x}{2}\right)^2+\hat{p}_z^{\,2}+m^2\omega_0^2\left(x^2+y^2\right)\right] \tag{1}$$

где $x-$ обычная каноническая координата, p_x- соответствующий ей импульс, $\omega_c=eH/mc-$ циклотронная частота, $c-$ скорость света в вакууме, $m-$ эффективная масса электрона, $e-$ абсолютное значение его заряда, ω_0- характеризует параболический потенциал КП.

В [1], используя цилиндрические координаты $\{r,\theta,z\}$, найдены волновые функции, спектр и матричные элементы $x_{\alpha'\alpha}$, $y_{\alpha'\alpha}$ задачи (1):

$$\Psi_\alpha=e^{ik_z z}\frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{-il\theta}R_{n,l}(r) \tag{2}$$

здесь $\alpha=\{n,l,k_z\}$,

$$R_{nl}(r)=\left[\frac{bn!}{l_0^2\left(n+|l|\right)!}\right]^{1/2}e^{-\frac{\chi}{2}}\chi^{\frac{|l|}{2}}L_n^{|l|}(\chi) \tag{3}$$

$$b=\left(1+4\,\omega_0^2/\omega_c^2\right)^{1/2},\ \ l_0=\left(\hbar c/eH\right)^{1/2},\ \ \chi=\frac{br^2}{2l_0^2} \tag{4}$$

$$n=0,1,2,...;\quad l=0,\pm1,\pm2,... \tag{5}$$

$$\varepsilon_\alpha=\frac{\hbar^2k_z^2}{2m}+\left(2n+|l|+1\right)\hbar\Omega-\frac{\hbar\omega_c}{2} \tag{6}$$

где $\Omega^2=\left(\frac{1}{4}\omega_c^2+\omega_0^2\right)$.

$$x_{\alpha'\alpha}=\frac{1}{2}\left(d_{\alpha'\alpha}+d_{\alpha\alpha'}\right) \tag{7}$$

$$y_{\alpha'\alpha}=\frac{1}{2i}\left(d_{\alpha'\alpha}-d_{\alpha\alpha'}\right) \tag{8}$$

$$d_{\alpha'\alpha}=2\pi\delta_{l',l+1}\widetilde{R} \tag{9}$$

$$\widetilde{R}=\int_0^\infty r^2R_{n'l'}(r)R_{nl}(r)dr \tag{10}$$

С помощью вышеприведенных формул вычислим недиагональную компоненту тензора электропроводности σ_{xy}. Считаем, что приложенное электрическое поле слабо. Тогда аналогично Блоху, Тавгеру [2] матрица плотности

$$\rho_{\alpha\alpha'}=f_\alpha\delta_{\alpha\alpha'}+\left(\rho_E\right)_{\alpha\alpha'} \tag{11}$$

где $f_\alpha-$ равновесная матрица плотности,

$$\left(\rho_E\right)_{\alpha\alpha'}=-eE\frac{f_\alpha-f_{\alpha'}}{\varepsilon_\alpha-\varepsilon_{\alpha'}}y_{\alpha\alpha'} \tag{12}$$

– добавка линейная по E.

Известно, что

$$\sigma_{xy} = -\frac{eN}{E} \mathrm{Sp}\, \rho_{\alpha\alpha'} v_{\alpha'\alpha} \qquad (13)$$

где $N -$ плотность электронов,

$$\hat{v}_x = \frac{i}{\hbar}\left[\hat{H}, x\right]$$

$- x -$ компонента оператора скорости.
С учетом (1) и (6)

$$\hat{v}_{x_{\alpha'\alpha}} = \frac{i}{\hbar}\left(\varepsilon_{\alpha'} - \varepsilon_{\alpha}\right) x_{\alpha'\alpha}. \qquad (14)$$

Подставим (12) и (14) в σ_{xy} :

$$\sigma_{xy} = \frac{ie^2 N}{\hbar} \sum_{\alpha,\alpha'} \left(f_\alpha - f_{\alpha'}\right) y_{\alpha\alpha'} x_{\alpha'\alpha} \qquad (15)$$

Принимая во внимание матричные элементы (7) и (8) и заменяя $\alpha \leftrightarrow \alpha'$ в слагаемом, пропорциональном $f_{\alpha'}$, получим

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2 N}{2\hbar} \sum_{\alpha,\alpha'} f_\alpha \left(d_{\alpha\alpha'} - d_{\alpha'\alpha}\right)\left(d_{\alpha\alpha'} + d_{\alpha'\alpha}\right) (16)$$

Докажем, что $d_{\alpha\alpha'} - d_{\alpha'\alpha}$ сводится к нулю при суммировании по l и l'.

Подставим в (16) выражение (9), снимаем сумму по l', перейдем от переменной r к χ из (4) и запишем $R_{n',l'}$ в виде (3). Тогда

$$d_{\alpha\alpha'} - d_{\alpha'\alpha} = \frac{2\pi\sqrt{2}\, l_0^2 \sqrt{n'!}}{b} \int_0^\infty d\chi\, R_{nl}(\chi)\, \chi^{1/2} e^{-\chi/2}$$

$$\left\{ \left[\left(n' + |l-1|\right)!\right]^{1/2} \chi^{\frac{|l-1|}{2}} L_{n'}^{|l-1|}(\chi) - \left[\left(n' + |l+1|\right)!\right]^{-1/2} \chi^{\frac{|l+1|}{2}} L_{n'}^{|l+1|}(\chi) \right\} \qquad (17)$$

Известно, что $l = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$. При $l = 0$ (17) обращается в нуль. Очевидно, что при $l = 1,2,3\ldots.$

$$|l| = l,\ |l-1| = l-1,\ \ |l+1| = l+1 \qquad (18)$$

а при $l = -1,-2,-3,\ldots$

$$|l-1| = |l| + 1,\ \ |l+1| = |l| - 1 \qquad (19)$$

так как l входит всегда в виде $|l|$, то можно заменить $|l|$ на l и суммировать по $l = 1,2,3,\ldots$.

С учетом сказанного получаем, что (17) при суммировании по положительным значениям l совпадает с точностью до обратного знака с результатом суммирования (17) по отрицательным значениям l, и наше утверждение доказано. Отсюда следует, что для рассматриваемой задачи $\sigma_{xy} = 0$.

Полученный в данной работе результат для σ_{xy} квантовой проволоки существенно отличается от известного выражения Образцова $\sigma_{xy} = \dfrac{Nec}{H}$ для массивного образца.

Автор благодарен проф. Ф.М.Гашимзаде за полезные обсуждения и внимание к работе.

[1]. *T. Chakraborty*. Quantum Dots. “ Elsevier”, 1999.

[2]. *М.Д. Блох, Б.А. Тавгер*. Физика металлов и металловедение, том 34, вып. 4, с. 691, 1972.

Daxil olunub: 01.07.2007