AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ XƏBƏRLƏRİ
Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2005 №2

ВЛИЯНИЕ СПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ В ПРОДОЛЬНОМ КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б.М.АСКЕРОВ, С.Р.ФИГАРОВА, М.М.МАХМУДОВ

Бакинский Государственный Университет
AZ 1148, Баку ул. З.Халилова 23

В работе рассмотрена электропроводность слоистых кристаллов в продольном квантующем магнитном поле с учетом спинового расщепления. Получено общее выражение для электропроводности. Анализируется зависимость электропроводности от величины магнитного поля, температуры и параметров энергетического спектра. Показано, что учет спинового расщепления меняет полевую зависимость электропроводности.

Кинетические свойства слоистых систем, таких как сверхрешетки, дихалькогениды переходных металлов и гетероструктуры систематически изучаются как экспериментально [1], так и теоретически [2-4]. Интерес к электронным явлениям переноса в таких соединениях связан с возможностью управлять их зонной структурой, придавая им ряд особенностей, недостижимых в естественных кристаллах [5]. К ним относятся, в частности, резкая анизотропия. В слоистых кристаллах электроны при движении поперек слоев вдоль оси z преодолевают сравнительно больший потенциальный барьер шириной a, и энергетический спектр электрона в этом направлении может быть описан в приближении сильной связи. В плоскости же слоев электроны практически свободны и сохраняется закон дисперсии в приближении слабой связи. В квантующем магнитном поле параллельном оси z, направленном перпендикулярно слоям, имеет место квантование Ландау в плоскости слоя, и энергетический спектр электрона с учетом спина имеет вид

$$\varepsilon(N,k_z,\sigma)=(2N+1)\mu B+\varepsilon_0(1+\cos ak_z)+2\sigma\mu_0 B, \qquad (1)$$

где N - номер уровня Ландау, k_z - составляющая квазиимпульса вдоль оси z, B - индукция магнитного поля, $\mu=(m_0/m_\perp)\mu_0$, $\mu_0=e\hbar/2m_0c$ - магнетон Бора, m_0 - масса свободного электрона, $m_\perp$ - масса электрона в плоскости слоя, ε_0 - полуширина одномерной зоны в направлении k_z, a- постоянная решетки вдоль оси z, $\sigma=\pm 1/2$ спиновое квантовое число электрона.

В данной работе рассматривается электропроводность электронного газа с энергетическим спектром вида (1) в продольном квантующем магнитном поле $(E\|B)$. Получено общее выражение для электропроводности слоистых кристаллов с учетом спинового расщепления. В квантовом пределе анализируется зависимость электропроводности от величины магнитного поля, температуры и параметров энергетического спектра. Показано, что при определенных условиях учет спинового расщепления меняет полевую зависимость электропроводности. Без учета спинового расщепления электропроводность обратно пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля $(\sigma_{zz}=B^{-2})$, тогда как при учете спинового расщепления она обратно пропорционально первой степени напряженности магнитного поля $(\sigma_{zz}=B^{-1})$.

Поскольку в рассматриваемом случае магнитное поле не влияет на движение электрона вдоль него, то для расчета электропроводности вдоль оси z и в случае сильного магнитного поля, когда существенно квантование электронного газа

$(\hbar\omega \ge k_0 T)$, можно применить кинетическое уравнение. Тогда, плотность тока в направлении электрического и магнитного полей имеет вид [6]

$$j_z = -\frac{2e}{(2\pi R)^2}\sum_{N\sigma}\int \frac{\hbar k_z}{m_\perp} f_1(\varepsilon) dk_z \ , \qquad (2)$$

где $R = (\hbar/eB)^{1/2}$ - магнитная длина, $f_1(\varepsilon)$ - неравновесная добавка к функции распределения Ферми-Дирака $f_0(\varepsilon)$.

Когда в образце имеется электрическое поле *E*, направленное по оси *z*, то

$$f_1(\varepsilon) = \frac{\hbar k_z}{m_\perp}\tau_B(\varepsilon)\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) eE_z , \qquad (3)$$

здесь $\tau_B(\varepsilon)$ - время релаксации по импульсам в квантующем магнитном поле.

Как показано в [7], при выполнении условий $k_0 T \le \mu B$ можно ввести время релаксации при рассеянии на деформационном потенциале, и причем оно будет обратно пропорционально плотности состояния электронов в магнитном поле в расчете на одну подзону Ландау

$$\frac{1}{\tau_B} = \frac{1}{\tau_0} g_B(\varepsilon) \ , \qquad (4)$$

где $\tau_0^{-1} = \pi E_0^2 k_0 T \big/ \rho \hbar u_0^2$, E_0 - константа деформационного потенциала, ρ - плотность кристалла, u_0 - скорость звука, $g_B(\varepsilon)$ - плотность состояний квазидвумерного электронного газа в квантующем магнитном поле

$$g_B(\varepsilon) = \frac{1}{(\pi R)^2 a}\sum_{N\sigma}\left(2\varepsilon_0\varepsilon_z - \varepsilon_z^2\right)^{-1/2}, \qquad (5)$$

здесь $\varepsilon_z = \varepsilon - (2N+1)\mu B - 2\sigma\mu_0 B$.

Подставляя (3) в (2) и переходя от интегрирования по k_z к интегрированию по *ε*, для σ_{zz} получим

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 a^2 \varepsilon_0^2 \tau_0}{\hbar^2}\sum_{N\sigma}\int \sin ak_z\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)\frac{d\varepsilon}{\sum\limits_{N'\sigma'}\left[\sin ak_z\right]^{-1}}, \qquad (6)$$

где $\sin ak_z = (2\varepsilon_0\varepsilon_z - \varepsilon_z^2)^{1/2}$.

Из (6) для вырожденного электронного газа имеем

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 a^2 \tau_0}{\hbar^2}\,\frac{\sum\limits_{N\sigma}\left[\zeta - (2N+1)\mu B - 2\sigma\mu_0 B\right]^{1/2}\left[2\varepsilon_0 - \zeta + (2N+1)\mu B + 2\sigma\mu_0 B\right]^{1/2}}{\sum\limits_{N'\sigma'}\left[\zeta - (2N'+1)\mu B - 2\sigma'\mu_0 B\right]^{-1/2}\left[2\varepsilon_0 - \zeta + (2N'+1)\mu B + 2\sigma'\mu_0 B\right]^{-1/2}}, \qquad (7)$$

где *ζ*- уровень Ферми.

Из (7) следует, что удельное сопротивление $\rho_{zz} = \sigma_{zz}^{-1}$ обращается в бесконечность, когда граница Ферми совпадает с одним из уровней Ландау или когда выполняется условие

$$\zeta = 2\varepsilon_0 + (2N+1)\mu B + 2\sigma\mu_0 B .$$

В квантовом пределе в суммах выражения (7) останутся только члены с *N*=*N′*=0. Тогда без учета спинового расщепления

$$\sigma_{zz} = \frac{2e^2\tau_0}{m_{z_0}}(\zeta - \mu B)\left(1 - \frac{\zeta - \mu B}{2\varepsilon_0}\right), \qquad (8)$$

где $\frac{1}{m_{z_0}}=\frac{\varepsilon_0 a^2}{\hbar^2}$, а при учете спинового расщепления

$$\sigma_{zz}=\frac{e^2a^2\tau_0}{\hbar^2}\zeta^2\left[\left(1-\frac{\mu B}{\zeta}\right)^2-\left(\frac{\mu_0 B}{\zeta}\right)^2\right]^{1/2}\left[\left(1-\frac{2\varepsilon_0}{\zeta}-\frac{\mu B}{\zeta}\right)^2-\left(\frac{\mu_0 B}{\zeta}\right)^2\right]^{1/2}. \tag{9}$$

При $2\varepsilon_0>\zeta-\mu B$ формула (8) переходит в известное выражение для трехмерного электронного газа [6].

Без учета спинового расщепления в сильно вырожденном случае, когда

$$\zeta-\mu B=\varepsilon_0\left[1-\cos\left(\frac{na\pi^2R^2}{2}\right)\right], \tag{10}$$

для σ_{zz} получим

$$\sigma_{zz}(B)=2\sigma_{zz}(0)\sin^2\left(\frac{na\pi^2R^2}{2}\right), \tag{11}$$

где $\sigma_{zz}(0)=e^2\varepsilon_0\tau_0/2m_{z_0}$ - электропроводность квазидвумерного электронного газа в отсутствии магнитного поля в случае $\zeta>2\varepsilon_0$. Как видно из формулы (11), в квантовом пределе проводимость осциллирует с магнитным полем. Если считать, что концентрация постоянна, а также учесть, что $na\pi^2R^2=\varepsilon_0/2\mu B$, то в случае $\varepsilon_0/2\mu B<<1$ для отношения $\sigma_{zz}(B)/\sigma_{zz}(0)$ получим

$$\frac{\sigma_{zz}(B)}{\sigma_{zz}(0)}=\frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon_0}{\mu B}\right)^2 . \tag{12}$$

Учет квантования Ландау приводит, в отличие от классической теории, к отличной от нуля электропроводности в случае полностью вырожденного электронного газа. Из формулы (12) следует, что $\sigma_{zz}\propto B^{-2}T^{-1}\varepsilon_0^3$, то есть величина электропроводности зависит от полуширины одномерной зоны проводимости в направлении k_z. В предельном случае $\varepsilon_0/2\mu B<<1$ сопротивление в магнитном поле квадратично растет с увеличением магнитного поля.

При учете спинового расщепления и выполнения условия $2\varepsilon_0<\zeta$ для электропроводности имеем

$$\sigma_{zz}=\frac{e^2a^2\tau_0}{\hbar^2}\zeta^2\left[\left(1-\frac{\mu B}{\zeta}\right)^2-\left(\frac{\mu_0 B}{\zeta}\right)^2\right]. \tag{13}$$

В вырожденном случае при учете спинового расщепления уровень Ферми ζ определяется из уравнения

$$n=\frac{1}{a(\pi R)^2}\left[\arccos\left(1-\frac{\zeta}{\varepsilon_0}+\frac{(\mu+\mu_0)B}{\varepsilon_0}\right)+\arccos\left(1-\frac{\zeta}{\varepsilon_0}+\frac{(\mu-\mu_0)B}{\varepsilon_0}\right)\right]. \tag{14}$$

В квантовом пределе, если учесть только наинизшую подзону $(\sigma=-1/2)$, то для уровня Ферми получим следующее выражение

$$\zeta=\varepsilon_0\left[1+\frac{(\mu-\mu_0)B}{\varepsilon_0}-\cos(na\pi^2R^2)\right]. \tag{15}$$

Подставляя полученное выражение для уровня Ферми (15) в (13), в пределе $\varepsilon_0/2\mu B<<1$, имеем

$$\frac{\sigma_{zz}(B)}{\sigma_{zz}(0)}=\frac{\varepsilon_0}{2\mu B}\frac{m_\perp}{m_0}. \tag{16}$$

Отсюда видно, что удельное сопротивление прямо пропорционально магнитному полю. Следует отметить, что при выполнении условия $\zeta > 2\varepsilon_0$, подставляя выражение для τ_0 в (16) для удельного сопротивления в квантующем магнитном поле получим

$$\rho_{zz}(B) = \frac{4\mu B\pi E_0^2\hbar k_0 T}{\varepsilon_0^3 a^2 e^2 \rho u_0^2}\frac{m_\perp}{m_0}, \qquad (17)$$

что находится в хорошем согласии с результатом работы [2], когда $\mu=\mu_0$ или $m_\perp=m_0$.

1. A.I.Dmitriev, Z.D.Kovalyuk, V.I.Lazarenko, G.V.Lashkarev, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **162** (1990) 213.
2. П.В.Горский, *ФТП*, **38** (2004) 864.
3. Л.Н.Булаевский, *УФН*, **116** (1975) 449.
4. В.Н.Луцкий, М.И.Каганов, А.Я.Щик, *ЖЭТФ*, **92** (1987) 721.
5. ФА.П.Силин, *УФН*, **147** (1985) 485.
6. Б.М.Аскеров, *Кинетические эффекты в полупроводниках, Л., Наука*, (1970).
7. В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., Наука*, (1984).

UZUNUNA KVANTLAYICI MAQNİT SAHƏSİNDƏ LAYLI KRİSTALLARIN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNƏ SPİN PARÇALANMASININ TƏSİRİ

B.M.ƏSGƏROV, S.R.FİQAROVA, M.M.MAHMUDOV

İşdə laylı kristalların uzununa kvantlayıcı maqnit sahəsində spin parçalanması nəzərə alınmaqla elektrik keçiriciliyi öyrənilmişdir. Elektrik keçiriciliyinin ümumi ifadəsi alınmışdır. Bundan başqa elekritk keçiriciliyinin maqnit sahəsinin qiymətindən, temperaturdan və enerji spektrinin parametrlərindən asılılıqları araşdırılmışdır. Göstərilmişdir ki, spin parçalanmasının nəzərə alınması elektrik keçiriciliyinin maqnit sahəsindən asılılığını dəyişdirir.

INFLUENCE OF SPIN SPLITTING ON THE ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF LAYERED CRYSTALS IN A LONGITUDINAL QUANTIZING FIELD

A. B.M.SKEROV, S.R.FIGAROVA, M.M.MAHMUDOV

The electrical conductivity of layered crystal in a longitudinal quantizing field taking into account spin splitting has been considered. The general expression of the electrical conductivity has been obtained. The electrical conductivity depended on the magnetic field magnitude, temperature and energy spectrum parameters have been analyzed. The electrical conductivity changes the field dependence by taking into account the spin splitting.

Редактор: М.Алиев