УДК 539.21
PACS 68.65. Cd, 73.50. Bk

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СВЕРХРЕШЕТКАХ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ РАССЕЯНИИ НА СИЛЬНО ЭКРАНИРОВАННЫХ ИОНАХ ПРИМЕСИ

С.Р.ФИГАРОВА[1], Г.И.ГУСЕЙНОВ[2], М.М.МАХМУДОВ[1]
[1]Бакинский Государственный Университет
[2]Азербайджанский Университет Архитектуры и Строительства
sophiafigarova@gmail.com

В работе исследуется эффект Холла и магнитосопротивление в сверхрешетках с косинусоидальным законом дисперсии при рассеянии носителей тока на сильно экранированных ионах примеси. Показано, что коэффициент Холла квазидвумерного и квазитрехмерного электронного газа в продольном магнитном поле меняет знак. Получено, что магнитосопротивление в сильном магнитном поле не зависит от величины магнитного поля и радиуса экранирования, а определяется только степенью заполнения мини-зоны. В слабом же магнитном поле магнитосопротивление положительно, зависит не только от величины магнитного поля и степени заполнения мини-зоны, но и от радиуса экранирования.

Ключевые слова: сверхрешетка, эффект Холла, магнитосопротивление, сильно экранированные ионы примеси

Анизотропия кристаллической структуры, энергетического спектра и времени релаксации электронного газа в сверхрешетках приводит к тому, что характер движения носителей тока параллельно и перпендикулярно слоям сильно отличается. Внешнее магнитное поле связывает эти движения носителей тока и кинетические явления в квазидвумерных и квазитрехмерных системах сильно зависят от ориентации магнитного поля и размерности электронного газа. Динамика электронов в присутствии электрического и магнитного полей в значительной степени определяется топологией поверхности Ферми, которая различна для квазидвумерного (гофрированный цилиндр) и квазитрехмерного (эллипсоид) электронного газа, а также направлением магнитного поля. Анизотропия сверхрешеток открывает возможность исследовать интересные физические явления в их квазидвумерном и квазитрехмерном проявлении, которые не наблюдаются в обычном трехмерном электронном газе [1]. К этим явлениям можно отнести ориентационный эффект [2-3], геометрический резонанс[4], осцилляции [3-5] и смены знака [6-8] кинетических коэффициентов. Слоистые соединения и сверхрешетки являются перспективными материалами для миниатюризации и улучшении физических характеристик приборов, а также при создании новых нанотехнологических оборудований.

Проведенные экспериментальные и теоретические работы, а также их сравнения показали, что в структурах с наибольшими подвижностями вплоть до температур порядка 77 К доминирует фононное рассеяния, а при гелиевых температурах рассеяние на ионах примеси. Энергетическая зависимость времени релаксации при рассеянии носителей тока на ионах примеси значительно сложнее, чем электрон-фононное рассеяние. Поэтому число работ, посвященных вычислению кинетических коэффициентов при рассеянии на ионах примеси сравнительно мало [9,10], чем в случае рассеянии на фононах. Известно, что примесные атомы создают дискретные энергетические уровни, расположенные в запрошенной зоне вблизи краев разрешенных зон. Поэтому они легко ионизируются, и при низких температурах основным механизмом рассеяние является рассеяние на ионах примеси. Если поведение иона характеризовать кулоновским потенциалам, тогда обратное значение времени релаксации (τ^{-1}) логарифмически расходится. Чтобы ликвидировать эту расхождению и получить конечное значение для времени релаксации и подвижности нужно ограничить сферу действия иона [11]. В связи с ограничением радиуса действия кулоновского потенциала вычисление времени релаксации при рассеянии носителей заряда на ионах примеси делится на два предельных случая [10]: слабое экранирование $kr_0 >> 1$ (дальнодействующий потенциал примеси), сильное экранирование $kr_0 << 1$ (близкодействующий потенциал примеси), где r_0 - усредненное значение радиуса экранирования, k - волновой вектор электронов проводимости. При наличии магнитного поля с использованием анизотропного времени релаксации гальваномагнитные эффекты изучены в [11-15], как при рассеянии электронов проводимости на ионах примеси в борновском приближении при слабой экранировке кулоновского потенциала [12-14], так и при сильной экранировке [15]. В [15] изучены эффект Холла и магнитосопротивление в перпендикулярном магнитном поле, направленном по оси сверхрешетки $oz II \vec{B}$. Ориентация магнитного поля создает дополнительную анизотропию в явлениях переноса. Поэтому интересно изучать эффекта Холла и магнитосопротивление в продольном магнитном поле, направленном в плоскости слоя $oz \perp \vec{B}$ при рассеянии на сильно экранированных ионах примеси.

Настоящая работа посвящена изучению гальваномагнитных явлений, а именно, эффекту Холла и магнитосопротивлению и исследована анизотропия, связанная с ориентации магнитного поля, при рассеянии носителей тока на сильно экранированных ионах примеси в сверхрешетках с косинусоидальным законом дисперсии. Получены общие выражения для компонент гальваномагнитного тензора в продольном магнитном поле. Показано, что коэффициент Холла вырожденного квазидвумерного электронного газа не зависит от полной концентрации носителей тока и определяется параметрами сверхрешетки. Получено, что магнитосопротивление в сильном магнитном поле не зависит от величины магнитного поля и радиуса экранирования, а определяется только степенью заполнения зоны. В слабом же магнитном поле магнитосопротивление положительно, зависит от величины магнитного поля и радиуса экранирования, а также немонотонно зависит от степени заполнения мини-зоны.

Общий вид компонент гальваномагнитного тензора. Рассмотрим электронный газ с косинусоидальным законом дисперсии:

$$\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_\perp} + \varepsilon_0\big(1 - \cos(ak_z)\big), \tag{1}$$

здесь, $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$, $k_\perp = k_z = k_{II}$ -продольная и поперечная компоненты волнового вектора, соответственно, ε_0 - ширина мини-зоны сверхрешетки, a - постоянная сверхрешетки, $\hbar$ - постоянная Планка.

В квазидвумерных электронных системах при рассеянии электронов проводимости на сильно экранированных ионах примеси $kr_0 << 1$ в борновском приближении $r_0 << r_B$, (где $r_B = \chi\hbar^2 / me^2$ - боровский радиус, χ -диэлектрическая проницаемость) время релаксации изотропно и определяется плотностью состояний, т.е. компоненты обратного времени релаксации $\tau_\perp^{-1}$ и τ_{II}^{-1} равны и имеют вид:

$$\frac{1}{\tau_\perp} = \frac{1}{\tau_{//}} = \frac{1}{\boldsymbol{\tau}_0} 2 k_z r_0, \tag{2}$$

здесь выражение для τ_0 приводится в [10]. Время релаксации зависит только от поперечной компоненты k_z. Как известно, радиус экранирования вырожденного квазидвумерного электронного газа зависит от степени заполнения минизоны $Z(\zeta_F) = ak_z$ и концентрации электронного газа n, здесь ζ_F - граничная энергия Ферми и имеет вид [11]:

$$r_0^{-2} = \left(\frac{4\pi e^2}{\chi}\right)\frac{m_\perp Z(\zeta_F)}{\pi^2\hbar^2 a} = \frac{4\pi e^2 n}{\chi\varepsilon_0}. \tag{3}$$

Рассмотрим случай, когда магнитное поле направлено параллельно плоскости слоя - $B_y = B, B_x = B_z = 0$. В этом случае из выражения для плотности тока получим общие выражения компонент гальваномагнитного тензора, которые имеют вид [16]:

$$\sigma_{xx} = e^2 n_0 \langle \frac{\tau_\perp}{1+\nu_\perp \nu_{II}} \rangle, \qquad \sigma_{xz} = e^2 n_0 \langle \frac{\tau_\perp \nu_{II}}{1+\nu_\perp \nu_{II}} \rangle, \tag{4}$$

$$\sigma_{zz} = e^2 n_0 \left\langle\left\langle \frac{\tau_z}{1+\nu_\perp \nu_{II}} \right\rangle\right\rangle, \qquad \sigma_{zx} = e^2 n_0 \left\langle\left\langle \frac{\tau_z \nu_\perp}{1+\nu_\perp \nu_{II}} \right\rangle\right\rangle, \tag{5}$$

где $\nu_\perp = \dfrac{eB\tau_\perp}{m_\perp}$, $n_0 = \dfrac{m_\perp(\xi - \varepsilon_0)}{\pi\hbar^2 a}$, и введены обозначения

$$\langle A \rangle = \frac{m_\perp}{\pi^2\hbar^2 a n_0} \int_0^{Z_0}\int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_\perp} \right) A \varepsilon_\perp d\varepsilon_\perp dZ \,,$$

$$\langle\langle A \rangle\rangle = \frac{\varepsilon_0}{\pi^2\hbar^2 a n_0} \frac{m_\perp}{m_{II0}} \int_0^{Z_0}\int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_\perp} \right) A(\varepsilon_\perp, Z) \sin^2 Z d\varepsilon_\perp dZ \,.$$

Для вырожденного электронного газа в неквантующего продольном магнитном поле при рассеянии носителей тока на сильно ионизированных атомах примеси после интегрирования по $\varepsilon_\perp$ из (4) и (5), для компонент тензора электропроводности получим:

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \left(\frac{m_\perp \varepsilon_0}{\pi^2\hbar^2 a n_0} \right) \left(\frac{a}{2r_0} \right) \int_0^{Z_0} \frac{X(Z) dZ}{Z Y_{II}(Z)}, \tag{6}$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_0 \left(\frac{m_\perp \varepsilon_0}{\pi^2\hbar^2 a n_0} \right) \left(\frac{m_\perp}{m_{II0}} \right)^{1/2} \left(\frac{a}{2r_0} \right)^2 (\Omega\tau_0) \int_0^{Z_0} \frac{X(Z)\cos Z dZ}{Z^2 Y_{II}(Z)}, \tag{7}$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_0 \left(\frac{m_\perp \varepsilon_0}{\pi^2\hbar^2 a n_0} \right) \left(\frac{m_\perp}{m_{II0}} \right) \left(\frac{a}{2r_0} \right) \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z Y_{II}(Z)}, \tag{8}$$

$$\sigma_{zx} = \sigma_0 \left(\frac{m_\perp \varepsilon_0}{\pi^2\hbar^2 a n_0} \right) \left(\frac{m_\perp}{m_{II0}} \right) \left(\frac{m_\perp}{m_{II0}} \right)^{1/2} \left(\frac{a}{2r_0} \right)^2 (\Omega\tau_0) \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z^2 Y_{II}(Z)}, \quad 9)$$

здесь Z_0 - степень заполнение мини-зоны, которая определяет размерность электронного газа:

$$Z_0 = \begin{cases} \pi, & \text{при } \zeta_F > 2\varepsilon_0, \text{ квазидвумерный, изоэнергетическая поверхность Ферми – гофрированный цилиндр} \\ \arccos\left(1 - \dfrac{\zeta_F}{\varepsilon_0}\right), & \text{при } \zeta_F < 2\varepsilon_0, \text{ квазитрехмерный, изоэнергетическая поверхност Ферми – эллипсоид} \end{cases},$$

здесь $\sigma_0 = \dfrac{e^2 n_0 \tau_0}{m_\perp}$, $\Omega = eB \big/ \sqrt{m_\perp m_{II0}}$, $Y_{II} = 1 + (\Omega\tau_0)^2 \left(\dfrac{a}{2r_0} \right)^2 \dfrac{1}{Z^2} \cos Z$,

$$X(Z) = \cos Z - \cos Z_0, \quad \nu_{\perp 0} = \Omega\tau_0 \left(\frac{m_{II0}}{m_\perp} \right)^{1/2} \left(\frac{a}{2r_0} \right) \frac{1}{Z}, \quad \nu_{II0} = \Omega\tau_0 \left(\frac{m_\perp}{m_{II0}} \right)^{1/2} \left(\frac{a}{2r_0} \right) \frac{1}{Z} \cos Z \,.$$

Аналитические выражения, полученные для компонент гальваномагнитного тензора (6)-(9), справедливы как для квазидвумерного

($\zeta > 2\varepsilon_0$), так и квазитрехмерного ($\zeta < 2\varepsilon_0$) электронного газа. Однако, при произвольном значении магнитного поля получить аналитическую зависимость коэффициента Холла и магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ от параметров энергетического спектра и величины индукции магнитного поля невозможно. Поэтому мы отдельно рассмотрим случаи квазидвумерного ($\zeta > 2\varepsilon_0$) и квазитрехмерного ($\zeta < 2\varepsilon_0$) электронного газа в сильном $(\nu_\perp >> 1)$ и слабом $(\nu_\perp << 1)$ магнитном поле, параллельном плоскости слоя сверхрешетки.

Коэффициент Холла. В случае магнитного поля, параллельного плоскости слоя, коэффициент Холла определяется следующим общим выражением [16].

$$R_{II} = \frac{1}{B}\frac{E_z}{j_x} = \frac{\sigma_{zx}}{\sigma_{xx}\sigma_{zz} + \sigma_{xz}\sigma_{zx}}. \qquad (10)$$

Подставляя выражения компонент гальваномагнитного тензора (6)-(9) в (10) для R_{II} получим.

$$R_{II} = \frac{\pi^2\hbar^2 a}{em_\perp\varepsilon_0}\frac{\int_0^{Z_0}\frac{\sin^2 Z dZ}{Z^2 Y_{II}}}{\int_0^{Z_0}\frac{X(Z)dZ}{ZY_{II}(Z)}\int_0^{Z_0}\frac{\sin^2 Z}{ZY_{II}(Z)} + \left(\frac{e}{2r_0}\right)^2(\Omega\tau_0)^2\int_0^{Z_0}\frac{\cos ZX(Z)dZ}{Z^2Y_{II}(Z)}\int_0^{Z_0}\frac{\sin^2(Z)dZ}{Z^2Y_{II}(Z)}}. \qquad (11)$$

Используя формулу (11),отдельно рассмотрим предельные случаи слабого $\Omega\tau_0 << 1$ и сильного $\Omega\tau_0 >> 1$ магнитного поля.

В случае слабого магнитного поля из выражения (6)-(9) для компонент гальваномагнитного тензора $\sigma_{xx}, \sigma_{xz}, \sigma_{zz}, \sigma_{zx}$ имеем:

$$\sigma_{xx} = \sigma_0\frac{m_\perp\varepsilon_0}{\pi^2\hbar^2 an_0}\left(\frac{a}{2r_0}\right)\left[I_{-1,0,1} - \nu_{\perp 0}^2\left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 I_{-3,0,1}\right], \qquad (12)$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_0\frac{m_\perp\varepsilon_0}{\pi^2\hbar^2 an_0}\left(\frac{m_\perp}{m_{II0}}\right)^{1/2}\left(\frac{a}{2r_0}\right)^2(\Omega\tau_0)I_{-2,1,1}, \qquad (13)$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_0\frac{m_\perp\varepsilon_0}{\pi^2\hbar^2 an_0}\frac{m_\perp}{m_{II0}}\frac{a}{2r_0}\left[\left(I_{-1,0,0} - I_{-1,2,0}\right) - (\Omega\tau_0)^2\left(\frac{a}{2r_0}\right)^2\left(I_{-3,1,0} - I_{-3,3,0}\right)\right], \qquad (14)$$

$$\sigma_{zx} = \sigma_0\frac{m_\perp\varepsilon_0}{\pi^2\hbar^2 an_0}\frac{m_\perp}{m_{II0}}\left(\frac{m_{II0}}{m_\perp}\right)^{1/2}\left(\frac{a}{2r_0}\right)^2(\Omega\tau_0)\left(I_{-2,0,0} - I_{-2,2,0}\right), \qquad (15)$$

где

$$I_{klm} = \int_0^{Z_0} Z^k \cos^l Z(\cos Z - \cos Z_0)^m dZ. \qquad (16)$$

Подставляя выражения (12)-(15) в формулу (11) для коэффициента Холла в случае слабого магнитного поля получим

$$R_{II} = \frac{\pi^2 \hbar^2 a}{e m_\perp \varepsilon_0} \frac{I_{-2,0,0} - I_{-2,2,0}}{I_{-1,0,1}(I_{-1,0,0} - I_{-1,2,0})}. \tag{17}$$

В этом случае коэффициент Холла имеет положительный знак $R_{II} > 0$ и выражается через интегралы $I_{k,l,m}$, которые не интегрируются, но по этим формулам можно численно построить зависимость коэффициента Холла от степени заполнения мини-зоны.

Используя асимптотику $I_{k,l,m}$, для коэффициента Холла квазидвумерного электронного газа $\zeta_F > 2\varepsilon_0$ получим:

$$R_{II} = \frac{1}{e n_{eff}}, \tag{18}$$

где $n_{eff} = \dfrac{m_\perp \varepsilon_0}{\pi \hbar^2 a}$, т.е. при сильном вырождении электронного газа коэффициент Холла не зависит от полной концентрации носителей тока и имеет положительный знак. Для квазитрехмерного электронного газа коэффициент Холла сильно зависит от степени заполнений мини-зоны и параметров сверхрешетки ε_0 и a.

Сравнивая коэффициент Холла в поперечном магнитном поле $|R_\perp|$ из работы [15] с формулой (18), для коэффициента анизотропии эффекта Холла в слабых магнитных полях при рассеянии на сильно экранированных ионах примеси имеем:

$$\frac{|R_{II}|}{|R_\perp|} = \frac{I_{-1,0,1}\left(I_{-2,0,0} - I_{-2,2,0}\right)}{I_{-2,0,1}\left(I_{-1,0,0} - I_{-1,2,0}\right)}. \tag{19}$$

Из формулы (19) видно, что анизотропия коэффициента Холла зависит только от степени заполнения мини-зоны.

В сильном магнитном поле для компонент гальваномагнитного тензора получим:

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \frac{m_\perp \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a n_0} \left(\frac{2 r_0}{a}\right) \frac{1}{(\Omega \tau_0)^2} I_{1,-1,1}, \tag{20}$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_0 \frac{m_\perp \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a n_0} \left(\frac{m_\perp}{m_{II0}}\right)^{1/2} \frac{1}{\Omega \tau_0} I_{0,0,1}, \tag{21}$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_0 \frac{m_\perp \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a n_0} \left(\frac{m_\perp}{m_{II0}}\right)\left(\frac{2 r_0}{a}\right) \frac{1}{(\Omega \tau_0)^2} I_{-3,1,1}\left(I_{1,-1,0} - I_{1,1,0}\right), \tag{22}$$

$$\sigma_{zx}=\sigma_0\frac{m_\perp\varepsilon_0}{\pi^2\hbar^2 a n_0}\left(\frac{m_\perp}{m_{II0}}\right)\left(\frac{m_{II0}}{m_\perp}\right)^{1/2}\frac{1}{\Omega\tau_0}I_{-3,1,1}\left(I_{1,-1,0}-I_{1,1,0}\right). \tag{23}$$

В этом случае из формулы (20)-(23) для R_{II} имеем:

$$\left|R_{II}\right|=\frac{1}{en_{eff}}=\frac{\pi^2\hbar^2 a}{em_\perp\varepsilon_0}\frac{1}{\sin Z_0-Z_0\cos Z_0}=\left|R_\perp\right|. \tag{24}$$

Из формулы (24) следует, что в сильном магнитном поле анизотропия коэффициента Холла отсутствует, так как $R_{II}=R_\perp$. Следует отметить, что для квазидвумерного электронного газа концентрация n_{eff} имеет вид:

$$n_{eff}=\frac{m_\perp(\xi-\varepsilon_0)}{\pi\hbar^2 a},$$

а для квазитрехмерного электронного газа она равна:

$$n_{eff}=\frac{m_\perp\varepsilon_0}{\pi^2\hbar^2 a_\perp}(\sin Z_0-Z_0\cos Z_0)$$

Из приведенных формул (18) и (24) следует, что в сильном магнитном поле, в отличие от слабого магнитного поля, для квазитрехмерного электронного газа коэффициент Холла зависит от степени заполнения мини-зоны.

Магнитосопротивление. Магнитосопротивление определяется формулой**:**

$$\frac{\Delta\rho}{\rho}=\frac{\rho(B)-\rho(0)}{\rho(0)}, \tag{25}$$

здесь, в продольном магнитном поле [11]

$$\rho\left(B_{II}\right)=\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{xx}\sigma_{zz}+\sigma_{xz}\sigma_{zx}}. \tag{26}$$

Подставляя (6)-(9) в (26) в случае произвольного магнитного поля для магнитосопротивления получим:

$$\frac{\Delta\rho\left(B_{II}\right)}{\rho(0)}=\frac{\int_0^{Z_0}\frac{X(Z)dZ}{Z}\int_0^{Z_0}\frac{\sin^2 Z}{ZY_{II}(Z)}}{\int_0^{Z_0}\frac{X(Z)dZ}{ZY_{II}(Z)}\int_0^{Z_0}\frac{\sin^2 ZdZ}{ZY_{II}(Z)}+\left(\frac{a}{2r_0}\right)^2(\Omega\tau_0)^2\int_0^{Z_0}\frac{\cos ZX(Z)dZ}{Z^2Y_{II}(Z)}\int_0^{Z_0}\frac{\sin^2 ZdZ}{Z^2Y_{II}(Z)}}-1. \tag{27}$$

Для слабого магнитного поля $\Omega\tau_0 << 1$ из формулы (27) имеем:

$$\frac{\Delta\rho(B_{II})}{\rho(0)}=\left(\Omega\tau_0\right)^2\left(\frac{a}{2r_0}\right)^2\frac{I_{-3,1,1}\left(I_{-1,0,0}-I_{-1,2,0}\right)-I_{-2,1,1}\left(I_{-2,0,0}-I_{-2,2,0}\right)}{I_{-1,0,1}\left(I_{-1,0,0}-I_{-1,2,0}\right)}. \tag{28}$$

Из формулы (28) видно, что в слабом магнитном поле магнитосопротивление, также как и коэффициент Холла, выражается через интегралы I_{klm} и существенно зависит от степени заполнения мини-зоны, а также от отношения радиуса экранирования к постоянной сверхрешетки (r_0/a).

В сильном магнитном поле $\Omega\tau_0 >> 1$ для магнитосопротивления получим:

$$\frac{\Delta\rho(B_{II})}{\rho(0)} = \frac{I_{-1,0,1}\left(I_{1,-1,0} - I_{1,1,0}\right)}{I_{0,0,1}\left(I_{0,-1,0} - I_{0,1,0}\right)} - 1\,. \qquad (29)$$

Из формулы (29) видно, что магнитосопротивление в сильном магнитном поле не зависит от величины магнитного поля и радиуса экранирования, а определяется только степенью заполнения мини-зоны. Это обстоятельство связано с тем, что циклотронная орбита оказывается вне сильно экранированного поля примеси.

Анизотропия магнитосопротивление будет зависеть от степени заполнения мини-зоны и дается формулой:

$$\frac{\rho(B_{II})}{\rho(B_\perp)} = \frac{(\sin Z_0 - Z_0\cos Z_0)\left(\int\limits_0^{Z_0}\frac{ZdZ}{\cos Z} - Z_0\sin Z_0 + \sin^2(Z_0/2)\right)}{(Z_0\sin Z_0 - \sin^2 Z_0 - \frac{Z_0^2}{2}\cos Z_0)\left(\ln\left|tg\left(\frac{Z_0}{2}+\frac{\pi}{4}\right)\right| - \sin Z_0\right)}\,. \qquad (30)$$

Из (30) следует, что анизотропия магнитосопротивления не зависит от отношения радиуса экранирования к постоянной сверхрешетки, а определяется лишь степенью заполнения мини-зоны.

Заключение. В работе изучены эффект Холла и магнитосопротивление для квазидвумерного и квазитрехмерного вырожденного электронного газа при рассеянии электронов проводимости на заряженных ионах примеси в случае сильного экранирования. Рассмотрена анизотропия гальваномагнитных коэффициентов, связанная с ориентацией магнитного поля. Показано, что коэффициент Холла квазидвумерного и квазитрехмерного электронного газа в продольном магнитном поле меняет знак. Получено, что в сильном магнитном поле анизотропия коэффициента Холла отсутствует, в то время как в слабом магнитном поле существенно зависит от степени заполнения мини-зоны. Анизотропия же магнитосопротивления существенна и зависит как от степени заполнения мини-зоны во всей области магнитного поля. Получено, что магнитосопротивление в сильном магнитном поле не зависит от радиуса экранирования, а определяется только степенью заполнения мини-зоны. В слабом же магнитном поле магнитосопротивление зависит и от радиуса экранирования, и от степени заполнения мини-зоны. Причины отсутствия зависимости магнитосопротивление в сильном магнитном поле от радиуса экранирования связано с тем, что циклотронная орбита оказывается вне сильно экранированного поля примеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dmitriev I.A., Mirlin A.D., Polyakov D.G., Zudov M.A. Rev. Mod. Phys., 2012, v.84, p.1709-1763.
2. Песчанский В.Г. О гальваномагнитных явлениях в слоистых проводниках. ЖЭТФ, 1997, т.112, в.2, с.618-627.
3. Smith M.F., McKenzie R.H. Anisotropic scattering in angular-dependent magnetoresistance oscillations of quasi-two-dimensional and quasi-one-dimensional metals: Beyond the relaxation-time approximation. Phys. Rev. B, 2008, v.77, p.235123-1-235123-12.
4. Endo A, Iyu Y. Small amplitude low-field magnetoresistance oscillation in unidirectional lateral superlattices: Geometric resonance of Bragg-reflected cyclotron orbit. Phys. Rev. B., 2005, v.71, p.081303-1-081303-4.
5. Smrčka L., Vašek P., Svoboda P., Goncharuk N.A., Pacherova O., Krupko Yu., Sheikin Y., Wegscheider W. Magnetoresistance oscillations in GaAs/AlGaAs superlattices subject to in-plane magnetic fields. Physica E, 2006, v.34, p.632-635.
6. Sotomoyor N.M., Gusev G.M., Leite J.R., Bykov A.A., Kalagin A.K., Kudryashev V.M., Toropov A.I. Negative linear classical magnetoresistance in a corrugated two-dimensional electron gas. Phys. Rev. B, 2004, v.70, p.235326-1-235326-6.
7. Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Magnetothermoelectric properties of layered structure for ion impurity scattering. Superlattices and Microstructures. 2018, v.117, p.469-475.
8. Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Anisotropy of Nernst-Ettingshausen Effect in Superlattices during Scattering on Phonons. Russian Physics Journal, 2018, v.60, No.11, p.1931-1937.
9. Borisenko S.I. Dispersion of the relaxation time of quasi-two-dimensional electrons under conditions of ionized-impurity scattering in a superlattice with doped quantum wells. Semiconductors, 2003, v.37, p.569-572.
10. Askerov B.M., Guseĭnov G.I., Figarov V.R., Figarova S.R. Anisotropy of impurity scattering and electrical conductivity in quasi-two-dimensional electronic systems. Physics of the Solid State, 2008, v.50, No.4, p.780-784.
11. Askerov B.M., Figarova S.R. Thermodynamics, Gibbs Method and Statistical Physics of Electron Gases. Berlin: Springer Verlag, 2010, 374 p.
12. Askerov B.M., Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Magnetoresistance of layered semiconductors upon the scattering of charge carriers at impurity ions in a parallel magnetic field. Semiconductors, 2014, v.48, No.6, p.748-753.
13. Askerov B.M., Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Magnetoresistance in quasi-two-dimensional electron gas at scattering on impurity ions. Phys. Status Solidi. B, 2014, v.251, No.6, p.1197-1201.
14. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Гальваномагнитные эффекты в двумерных электронных системах при рассеянии на ионах примеси. Вестник Бакинского Университета, серия физ.-мат. наук, 2009, №3, с.117-123.
15. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Гальваномагнитные эффекты в квазидвумерных электронных системах при рассеянии на сильно экранированных ионах примеси. Вестник Бакинского Университета, серия физ.-мат. наук, 2011, №1, с.122-129.
16. Figarova S.R., Figarov V.R. Hall effect in a two-dimensional electron gas. Philosophical Magazine Letters. 2007, v.87, No.6, p.373-378.

UZUNUNA MAQNİT SAHƏSİNDƏ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ GÜCLÜ EKRANLAŞMIŞ AŞQAR İONLARINDAN SƏPİLMƏ HALINDA QALVANOMAQNİT EFFEKTLƏR

S.R.FİQAROVA, H.İ.HUSEYNOV, M.M.MAHMUDOV

XÜLASƏ

İşdə kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan ifratqəfəslərdə güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında Holl effekti və maqnitmüqaviməti öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, uzununa maqnit sahəsində kvaziikiölçulu və kvaziüçölçülü elektron qazı üçün Holl əmsalı işarəsini dəyişir. Tapılmışdır ki, güclü maqnit sahəsində maqnitmüqaviməti maqnit sahəsinin qiymətindən və ekranlaşma radiusundan asılı olmayıb yalnız mini-zonanın dolma dərəcəsi ilə təyin olunur. Zəif maqnit sahəsində maqnitmüqaviməti müsbət olub, maqnit sahəsinin qiyməti və mini-zonanın dolma dərəcəsindən başqa həm də ekranlaşma radiusundan asılıdır.

Açar sözlər: ifratqəfəs, Holl effekti, maqnitmüqaviməti, güclü ekranlaşmış aşqar ionları.

GALVANOMAGNETIC EFFECTS IN SUPERLATTICES IN A LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD FOR SCATTERING BY STRONGLY SCREENING IMPURITY IONS

S.R.FIGAROVA, H.I.HUSEYNOV, M.M.MAHMUDOV

SUMMARY

In this paper, the Hall effect and magnetoresistance in superlattices with a cosine dispersion law for the scattering of charge carriers by strongly screened impurity ions are investigated. It is shown that the Hall coefficient of a quasi-two-dimensional and quasi-three-dimensional electron gas in a longitudinal magnetic field changes sign. It was found that the magnetoresistance in a strong magnetic field does not depend on the magnitude of the magnetic field and the screening radius, but is determined only by the degree of the band filling. In a weak magnetic field, the magnetoresistance is positive, depending not only on the magnitude of the magnetic field and the degree of the miniband filling, but also on the screening radius,

Key words: superlattices, Hall effect, magnetoresistance, strongly screened impurity ions.