

## Низкотемпературная инверсия магнитосопротивления в зарядово-упорядоченных слоистых сверхструктурах

П. В. Горский

*Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича  
ул. Коцюбинского, 2, г. Черновцы, 58001, Украина  
E-mail: public@cv.ukrtel.net*

Статья поступила в редакцию 4 февраля 2002 г.

Определена неосциллирующая по магнитному полю часть магнитосопротивления слоистых зарядово-упорядоченных кристаллов при условии, что время релаксации носителей заряда обратно пропорционально их плотности состояний. Доказана возможность инверсии магнитосопротивления в зависимости от концентрации носителей, температуры, магнитного поля и величины эффективного притягивающего взаимодействия, приводящего к зарядовому упорядочению.

Визначена неосцилююча відносно магнітного поля частина магнітоопору шаруватих зарядово-впорядкованих кристалів за умови, що час релаксації носіїв заряду обернено пропорційний до густини їх станів. Доведено можливість інверсії магнітоопору в залежності від концентрації носіїв, температури, магнітного поля і величини ефективної притягуючої взаємодії, що веде до зарядового впорядкування.

PACS: 72.20.Mу, 71.30.+h

### Введение

Различные эффекты, связанные со структурными фазовыми переходами в слоистых структурах, были изучены, например, в [1–5]. В этих работах теоретически и экспериментально доказана возможность как внутрислоевого, так и межслоевого зарядового упорядочения в слоистых сверхструктурах, в том числе и с образованием несоизмеримых волн зарядовой плотности (ВЗП). Конкретные физические характеристики определяли главным образом для кристаллов с внутрислоевым зарядовым упорядочением. В работе [2] была предложена такая модель зарядового упорядочения в слоистых структурах, в которой зарядовое упорядочение рассматривается как простое чередование более и менее заполненных носителями тока (например, электронами) слоев. Источником такого упорядочения, как и в традиционных моделях структурных фазовых переходов, считается эффективное притягивающее взаимодействие между носителями, которое сводится,

например, к их взаимодействию с фонной модой, волновой вектор которой соответствует периоду ВЗП. Факторы, противодействующие структурному фазовому переходу, — кулоновское отталкивание одноименно заряженных носителей и увеличение средней кинетической энергии электронов в соседних слоях. Осциллирующая с магнитным полем часть магнитосопротивления зарядово-упорядоченных слоистых кристаллов была предметом исследования в работе [6]. В настоящей работе определена и проанализирована неосциллирующая часть магнитосопротивления этих кристаллов.

В работе [7] показано, что если зарядовое упорядочение заключается в простом чередовании более или менее заполненных электронами слоев, т.е. плотность электронов на  $i$ -м слое равна

$$n_i = n_0 a [1 + (-1)^i \delta], \quad (1)$$

где  $n_0$  — средняя объемная концентрация электронов,  $a$  — расстояние между соседними слоя-

ми,  $\delta$  — относительный параметр упорядочения ( $0 \leq \delta \leq 1$ ), такой, что  $\delta = 1$  соответствует чередованию «пустых» и «заполненных» слоев, а  $\delta = 0$  — равномерному распределению носителей по слоям, то энергия носителей определяется следующим образом:

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m^*} (k_x^2 + k_y^2) \pm \sqrt{\Delta^2 \cos^2 ak_z + W_0^2 \delta^2}. \quad (2)$$

Здесь  $k_x, k_y, k_z$  — соответствующие компоненты квазиимпульса;  $m^*$  — эффективная масса электронов в плоскости слоя, предполагаемая для простоты изотропной;  $2\Delta$  — ширина «затравочной» минизоны, описывающей трансляционное движение электронов между слоями;  $W_0$  — эф-

фективная константа притягивающего взаимодействия. В квантующем магнитном поле  $\mathbf{H}$ , перпендикулярном слоям, энергию носителей запишем в виде

$$\varepsilon(n, k_z) = \mu^* H(2n + 1) \pm \sqrt{\Delta^2 \cos^2 ak_z + W_0^2 \delta^2}, \quad (3)$$

где  $n$  — номер подзоны Ландау,  $\mu^* = \mu_B m_0 / m^*$ ,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $m_0$  — масса свободного электрона. Начало отсчета энергии в формулах (2) и (3) выбрано в середине щели между минизонами.

Уравнения самосогласования, определяющие параметр порядка  $\delta$  и химический потенциал системы  $\zeta$ , в отсутствие магнитного поля имеют вид [7]

$$\left\{ \begin{aligned} 1 &= \frac{kT}{2\zeta_0 \pi} \int_0^\pi dx \ln \left\{ \left[ 1 + \exp \left( \frac{\zeta + \sqrt{W_0^2 \delta^2 + \Delta^2 \cos^2 x}}{kT} \right) \right] \left[ 1 + \exp \left( \frac{\zeta - \sqrt{W_0^2 \delta^2 + \Delta^2 \cos^2 x}}{kT} \right) \right] \right\} \\ \delta &= \frac{kTW_0 \delta}{2\zeta_0 \pi} \int_0^\pi \frac{dx}{\sqrt{W_0^2 \delta^2 + \Delta^2 \cos^2 x}} \ln \left\{ \left[ 1 + \exp \left( \frac{\zeta + \sqrt{W_0^2 \delta^2 + \Delta^2 \cos^2 x}}{kT} \right) \right] \left[ 1 + \exp \left( \frac{\zeta - \sqrt{W_0^2 \delta^2 + \Delta^2 \cos^2 x}}{kT} \right) \right] \right\}^{-1} \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $\zeta_0 = n_0 a \hbar^2 / 4m^* \pi$ .

Для вычисления неосциллирующей части электропроводности в случае спектра (3) в электрическом поле, перпендикулярном слоям, в сильном магнитном поле, когда в процессе рассеяния каждый электрон остается в «своей» подзоне Ландау, так что время релаксации обратно пропорционально плотности состояний в магнитном поле [8], можно применить формулу [9]

$$\bar{\sigma}(H) = \frac{16\pi^2 \tau_0 e^2 m^* a \bar{W}}{h^4 kT |\mu^* H|} \left\{ \int_{\substack{W(x) \leq \zeta \\ x \geq 0}} (W'(x))^3 dx + \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l h_l^\sigma \left[ \int_{\substack{W(x) \leq \zeta \\ x \geq 0}} dx (W'(x))^3 \right. \right. \\ \left. \left. \times \exp \left( \frac{l(W(x) - \zeta)}{kT} \right) - \int_{\substack{W(x) \geq \zeta \\ x \geq 0}} dx (W'(x))^3 \exp \left( \frac{l(\zeta - W(x))}{kT} \right) \right] \right\}, \quad (5)$$

$$h_l^\sigma = \frac{(\mu^* H l / kT)}{\text{sh}(\mu^* H l / kT)}. \quad (6)$$

Здесь  $\tau_0$  — некоторый параметр, имеющий размерность времени и характеризующий интенсивность рассеяния,  $\bar{W}$  — полуширина «затравочной» минизоны. Кроме того,  $W(x) = \pm \sqrt{W_0^2 \delta^2 + \Delta^2 \cos^2 x}$ , так что для вычисления электропроводности следует подставить это выражение для  $W(x)$  в (5),

выполнить интегрирование с учетом реального положения уровня химического потенциала и разделить результат пополам, потому что в процессе участвуют две минизоны. Формула (5) введена в предположении, что решающим является рассеяние электронов на акустических

фононах, причем  $h\nu_m \ll kT$  и  $h\nu_m \ll \mu^* H$ , где  $\nu_m$  — максимальная частота фононов. В формуле (5) параметр  $\tau_0$  предполагается не зависящим от магнитного поля, хотя во многих случаях такая зависимость имеет место. Если учесть ее так, как это сделано в [8] для случая рассеяния на акустических фононах, т.е. считать, что

$$\tau_0 = \tau_1 a^2 \frac{eH}{ch}, \quad (7)$$

где  $\tau_1$  не зависит ни от температуры, ни от магнитного поля, то для неосциллирующей части электропроводности получим следующие выражения:

при  $\zeta < -\Delta_\delta$

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}(H) = & \frac{128\pi e^2 m^{*2} a^3 \tau_1 \Delta}{h^6 kT} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l-1} h_l^\sigma \exp\left(\frac{l\zeta}{kT}\right) \left\{ \frac{kT}{l} \left[ (\Delta_\delta^2 + W_0^2 \delta^2) \left( \text{sh} \frac{l\Delta_\delta}{kT} - \text{sh} \frac{lW_0\delta}{kT} \right) + \right. \right. \\ & + W_0^2 \delta^2 \text{sh} \frac{lW_0\delta}{kT} - \Delta_\delta^2 \text{sh} \frac{l\Delta_\delta}{kT} \left. \right] + 2 \left( \frac{kT}{l} \right)^2 \left( \Delta_\delta \text{ch} \frac{l\Delta_\delta}{kT} - W_0 \delta \text{ch} \frac{lW_0\delta}{kT} \right) + \left( \frac{kT}{l} \right)^3 \left( \text{sh} \frac{lW_0\delta}{kT} - \text{sh} \frac{l\Delta_\delta}{kT} \right) + \\ & \left. + \frac{l}{kT} W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta \left( \text{Shi} \frac{lW_0\delta}{kT} - \text{Shi} \frac{l\Delta_\delta}{kT} \right) + W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta \exp \frac{l\Delta_\delta}{kT} - W_0 \delta \Delta_\delta^2 \exp \frac{lW_0\delta}{kT} \right\}; \quad (8) \end{aligned}$$

при  $-\Delta_\delta < \zeta < W_0\delta$

$$\bar{\sigma}(H) = \sigma_0 + \sigma_1(H), \quad (9)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{128\pi e^2 m^{*2} a^3 \tau_1 \Delta}{h^6 kT} \left[ \zeta (\Delta_\delta^2 + W_0^2 \delta^2) + W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta^2 \zeta^{-1} - \frac{\zeta^3}{3} + \frac{2\Delta_\delta^3}{3} + 2W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta \right], \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \sigma_1(H) = & \frac{128\pi e^2 m^{*2} a^3 \tau_1 \Delta}{h^6 kT} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l h_l^\sigma \left\{ 2 \left( \frac{kT}{l} \right)^2 \zeta + W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta^2 \zeta^{-1} \left( \frac{kT}{l} \right)^2 \left[ 2W_0 \delta \exp \frac{l\zeta}{kT} \text{ch} \frac{lW_0\delta}{kT} - \right. \right. \\ & - 2\Delta_\delta \text{sh} \frac{l\zeta}{kT} \exp\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) \left. \right] - 2 \left( \frac{kT}{l} \right)^3 \left[ \exp \frac{l\zeta}{kT} \text{sh} \frac{lW_0\delta}{kT} + \exp\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) \text{sh} \frac{l\zeta}{kT} \right] + W_0 \delta \Delta_\delta^2 \exp \frac{l\zeta}{kT} \text{ch} \frac{lW_0\delta}{kT} - \\ & - W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta \text{sh} \frac{l\zeta}{kT} \exp\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) + \frac{lW_0^2 \delta^2 \Delta_\delta^2}{2kT} \left[ \exp\left(-\frac{l\zeta}{kT}\right) \left( \text{Ei}\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) - \text{Ei} \frac{l\zeta}{kT} \right) + \right. \\ & \left. + \exp \frac{l\zeta}{kT} \left( \text{Ei}\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) - \text{Ei}\left(-\frac{lW_0\delta}{kT}\right) - 2 \text{Shi} \frac{l\zeta}{kT} \right) \right] \left. \right\}; \quad (11) \end{aligned}$$

при  $-W_0\delta < \zeta < W_0\delta$

$$\bar{\sigma}(H) = \sigma_2 + \sigma_3(H), \quad (12)$$

где

$$\sigma_2 = \frac{128\pi e^2 m^{*2} a^3 \tau_1 \Delta}{h^6 kT} \left[ \frac{2}{3} (\Delta_\delta^3 - W_0^3 \delta^3) + 2W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta - 2W_0 \delta \Delta_\delta^2 \right], \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \sigma_3(H) = & \frac{128\pi e^2 m^{*2} a^3 \tau_1 \Delta}{h^6 kT} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l-1} h_l^\sigma \text{sh} \frac{l\zeta}{kT} \left\{ \frac{kT}{l} \left[ \Delta_\delta^2 \exp\left(-\frac{lW_0\delta}{kT}\right) - W_0^2 \delta^2 \exp\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) \right] + \right. \\ & + 2 \left( \frac{kT}{l} \right)^2 \left[ \Delta_\delta \exp\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) - W_0 \delta \exp\left(-\frac{lW_0\delta}{kT}\right) \right] + 2 \left( \frac{kT}{l} \right)^3 \left[ \exp\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{lW_0\delta}{kT}\right) \right] + \end{aligned}$$

$$+ W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta \exp\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) - W_0 \delta \Delta_\delta^2 \exp\left(-\frac{lW_0\delta}{kT}\right) + \frac{lW_0^2 \delta^2 \Delta_\delta^2}{kT} \left[ \text{Ei}\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) - \text{Ei}\left(-\frac{lW_0\delta}{kT}\right) \right] \}; \quad (14)$$

при  $W_0\delta < \zeta < \Delta_\delta$

$$\bar{\sigma}(H) = \sigma_4 + \sigma_5(H), \quad (15)$$

где

$$\sigma_4 = \frac{128\pi e^2 m^{*2} a^3 \tau_1 \Delta}{h^6 kT} \left[ \frac{2\Delta_\delta^3}{3} + 2W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta + (\Delta_\delta^2 + W_0^2 \delta^2) \zeta + W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta^2 \zeta^{-1} - \frac{4W_0^3 \delta^3}{3} - 4W_0 \delta \Delta_\delta^2 - \frac{\zeta^3}{3} \right], \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \sigma_5(H) = & \frac{128\pi e^2 m^{*2} a^3 \tau_1 \Delta}{h^6 kT} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l h_l^\sigma \left\{ 2 \left( \frac{kT}{l} \right)^2 \zeta + W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta^2 \zeta^{-1} + \frac{kT}{l} \left[ W_0^2 \delta^2 \text{sh} \frac{l\zeta}{kT} \exp\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \Delta_\delta^2 \text{sh} \frac{lW_0\delta}{kT} \exp\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) \right] - 2 \left( \frac{kT}{l} \right)^2 \left[ \Delta_\delta \text{sh} \frac{l\zeta}{kT} \exp\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) + 2W_0\delta \exp\left(-\frac{l\zeta}{kT}\right) \text{ch} \frac{lW_0\delta}{kT} \right] + \right. \\ & \left. + 2 \left( \frac{kT}{l} \right)^3 \left[ \text{sh} \frac{lW_0\delta}{kT} \exp\left(-\frac{l\zeta}{kT}\right) - \text{sh} \frac{l\zeta}{kT} \exp\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) \right] + \right. \\ & \left. + \frac{W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta}{2} \left[ \exp\left(-\frac{l(\zeta + \Delta_\delta)}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{l(W_0\delta - \zeta)}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{l(\zeta - \Delta_\delta)}{kT}\right) - \frac{W_0 \delta \Delta_\delta^2}{2} \exp\left(-\frac{l(\zeta + W_0\delta)}{kT}\right) \right] + \right. \\ & \left. + \frac{lW_0^2 \delta^2 \Delta_\delta^2}{2kT} \left[ \exp\left(-\frac{l\zeta}{kT}\right) \left( \text{Ei}\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) - \text{Ei} \frac{l\zeta}{kT} + 2 \text{Shi} \frac{lW_0\delta}{kT} \right) - \exp \frac{l\zeta}{kT} \left( \text{Ei}\left(-\frac{l\Delta_\delta}{kT}\right) - \text{Ei}\left(-\frac{l\zeta}{kT}\right) \right) \right] \right\}; \quad (17) \end{aligned}$$

при  $\zeta > \Delta_\delta$

$$\bar{\sigma}(H) = \sigma_6 + \sigma_7(H), \quad (18)$$

где

$$\sigma_6 = \frac{128\pi e^2 m^{*2} a^3 \tau_1 \Delta}{h^6 kT} \left( \frac{4\Delta_\delta^3}{3} - \frac{4W_0^3 \delta^3}{3} + W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta - W_0 \delta \Delta_\delta^2 \right), \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \sigma_7(H) = & \frac{128\pi e^2 m^{*2} a^3 \tau_1 \Delta}{h^6 kT} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l h_l^\sigma \left\{ \left( W_0^2 \delta^2 \text{sh} \frac{l\Delta_\delta}{kT} - \Delta_\delta^2 \text{sh} \frac{lW_0\delta}{kT} \right) \frac{kT}{l} + \right. \\ & \left. + 2 \left( \Delta_\delta \text{ch} \frac{l\Delta_\delta}{kT} - W_0\delta \text{ch} \frac{lW_0\delta}{kT} \right) \left( \frac{kT}{l} \right)^2 + 2 \left( \text{sh} \frac{lW_0\delta}{kT} - \text{sh} \frac{l\Delta_\delta}{kT} \right) \left( \frac{kT}{l} \right)^3 + \right. \\ & \left. + W_0^2 \delta^2 \Delta_\delta \text{ch} \frac{l\Delta_\delta}{kT} - W_0 \delta \Delta_\delta^2 \text{ch} \frac{lW_0\delta}{kT} + \frac{lW_0^2 \delta^2 \Delta_\delta^2}{kT} \left( \text{Shi} \frac{lW_0\delta}{kT} - \text{Shi} \frac{l\Delta_\delta}{kT} \right) \right\} \exp\left(-\frac{l\zeta}{kT}\right). \quad (20) \end{aligned}$$

В формулах (8)–(20)  $\Delta_\delta = \sqrt{W_0^2 \delta^2 + \Delta^2}$ ,  $\text{sh}(\dots)$ ,  $\text{ch}(\dots)$ ,  $\text{Shi}(\dots)$  и  $\text{Ei}(\dots)$  — соответственно гиперболический синус и косинус, интегральный гиперболический синус и интегральная экспонента.

Для анализа полученных результатов учтем, что при  $W_0/\zeta_0 = 2$  и  $\zeta = 0$  второе уравнение систе-

мы (4) превращается в тождество и, следовательно, параметр порядка определяется из первого уравнения. Из системы (4) также следует, что зарядовое упорядочение описанного типа возможно только при  $W_0/\zeta_0 > 1$ , причем при  $W_0/\zeta_0 < 2$  химический потенциал системы носителей тока  $\zeta$  в докритической области, когда  $\delta > 0$ ,

положителен и увеличивается с ростом температуры, а при  $W_0/\zeta_0 > 2$  отрицателен и уменьшается с ростом температуры. Таким образом, поведение химического потенциала является типично двухзонным. Это обстоятельство существенно влияет на знак неосциллирующей части магнитосопротивления. Из формул (8)–(20) следует: пока  $\zeta < 0$ , неосциллирующая часть магнитосопротивления положительна как в докритической, так и в закритической области; когда  $\zeta = 0$ , неосциллирующая часть магнитосопротивления равна нулю в докритической и положительна в закритической области, а при  $\zeta > 0$  неосциллирующая часть магнитосопротивления отрицательна в докритической и частично в закритической области. Но поскольку в закритической области химический потенциал  $\zeta$  всегда уменьшается с ростом температуры, то далее неосциллирующая часть магнитосопротивления уменьшается по модулю, проходит через нуль при  $\zeta = 0$  и становится положительной.

Таким образом, мы видим, что при  $W_0/\zeta_0 = 2$  неосциллирующая часть магнитосопротивления зарядово-упорядоченных слоистых кристаллов претерпевает температурную инверсию, причем магнитосопротивление в этом случае отрицательно в докритической области и достигает максимального по модулю значения при температуре, близкой к критической. Поскольку критическая температура структурного фазового перехода растет с увеличением  $W_0/\zeta_0$ , как это следует из системы уравнений (4), следовательно, магнитосопротивление веществ с низкими критическими температурами структурных фазовых переходов должно быть отрицательным и претерпевать инверсию в закритической области, а магнитосопротивление веществ с высокими критическими температурами должно быть чисто положительным. Из системы уравнений (4) следует, что «пограничная» температура перехода, отделяющая кристаллы, магнитосопротивление которых претерпевает температурную инверсию, от не обладающих этим свойством кристаллов, в приближении  $\Delta/W_0 \ll 1$  равна  $(\zeta_0/k) \ln 2$ .

Качественно сопоставляя полученные результаты с экспериментальными данными, отметим, что, как показано в работе [3], зарядовое упорядочение, возникающее при структурном фазовом переходе, не влияет на плотность состояний носителей заряда, их низкотемпературную теплоемкость и диамагнитную восприимчивость. Это легко объяснить, если учесть, что в области щели между минизонами, т.е. при  $-W_0\delta < \varepsilon < W_0\delta$ , плотность состояний системы с энергетическим спектром (2) постоянна и равна  $2m^* \pi / (ah^2)$ , т.е.

не зависит от параметра порядка  $\delta$ . При  $W_0/\zeta_0 = 2$  плотность состояний на уровне химического потенциала равна  $2m^* \pi / (ah^2)$  во всей докритической области. Таким образом, кристаллы с не зависящей от параметра порядка плотностью состояний должны обладать и малым магнитосопротивлением, вследствие чего основная часть их электропроводности должна определяться по формуле (13).

Отметим, что решающим аргументом в пользу внутрислоевого зарядового упорядочения, рассмотренного в работе [1], и, следовательно, против модели, предложенной в [2], как правило, выступают данные рентгеноструктурного и нейтронографического анализов, согласно которым смещения атомов в направлении, перпендикулярном слоям, не возникают. Однако более детальный анализ, проведенный в работе [7], показывает, что этого и не должно быть, если функция связи электронов с фононами чисто мнимая, т.е. связана с взаимодействием электронов с колебаниями слоев как целого друг относительно друга в направлении, перпендикулярном их плоскости. Если же существует взаимодействие электронов с изгибными колебаниями слоев, то даже в рамках рассмотренной нами модели при структурном фазовом переходе должны возникать смещения атомов в направлении, перпендикулярном слоям.

Инверсия магнитосопротивления, о которой шла речь, возникает потому, что знак и величина магнитосопротивления, как следует из общей формулы (5), определяются двумя конкурирующими процессами теплового переброса носителей тока: с нижних подзон Ландау в зоны вблизи уровня химического потенциала, и с этих последних — в лежащие выше подзоны. Первый процесс увеличивает эффективную плотность состояний на уровне химического потенциала и, следовательно, приводит к отрицательному магнитосопротивлению, а второй — уменьшает эффективную плотность состояний на уровне химического потенциала и, соответственно, приводит к положительному магнитосопротивлению.

Отметим также, что результаты, полученные в данной статье, на первый взгляд, нефизичны, поскольку проводимость системы формально отлична от нуля при  $\delta = 1$ . А это невозможно, если учесть формулу (1), из которой следует, что при полном упорядочении проводящие слои чередуются с диэлектрическими, или слои  $n$ -типа со слоями  $i$ - или  $p$ -типа. Такие системы в направлении, перпендикулярном слоям, не проводят тока. Но это противоречие является кажущимся, поскольку из уравнений (4) следует, что состояние,

в котором  $\delta = 1$ , реализуется только при  $T = 0$  и  $\Delta = 0$ . Если  $\Delta \neq 0$ , то  $\delta < 1$  даже при  $T = 0$ , поскольку межслоевое движение электронов стремится сгладить неравномерность их послойного распределения.

При конечных температурах вдали от критических  $\delta \approx 1$ , если  $\Delta/W_0$  мало, и в этом случае, как следует из общей формулы (5) с учетом (3), проводимость системы в направлении, перпендикулярном слоям, стремится к нулю по асимптотическому закону  $(\Delta/W_0)^3$ . Именно этим обстоятельством объясняется то, что, как правило, в слоистых зарядово-упорядоченных кристаллах анизотропия проводимости на 2–4 порядка превышает анизотропию эффективных масс [4].

### Заключение

Показано, что структурный фазовый переход, связанный с межслоевым зарядовым упорядочением, приводит к температурной инверсии магнитосопротивления в слоистых структурах с низкими критическими температурами переходов. В докритической области магнитосопротивление таких структур отрицательно и достигает максимальной по модулю величины при температурах, близких к критическим. Магнитосопротивление же структур с высокими критическими температурами структурных фазовых переходов положительно. Структуры, для которых плотность состояний на уровне химического потенциала и низкотемпературная теплоемкость не зависят от параметра упорядочения, должны иметь неосциллирующую часть магнитосопротивления, близкую к нулю.

При переходе к полному упорядочению проводимость слоистой структуры в направлении, пер-

пендикулярном слоям, стремится к нулю по закону  $(\Delta/W_0)^3$ .

1. А. И. Кононов, Ю. В. Копаев, *ФТТ* **16**, 1122 (1974).
2. Э. А. Пашицкий, А. С. Шпигель, *ФНТ* **4**, 976 (1978).
3. J. M. Harper and T. H. Geballe, *Phys. Lett.* **A54**, 27 (1975).
4. C. Zeller, G. M. T. Foley, E. R. Falardeau, and F. L. Vogel, *Mat. Sci. Eng.* **31**, 255 (1977).
5. А. А. Мамалуй, И. Н. Саблин, *ФНТ* **27**, 738 (2001).
6. П. В. Горский, *ФНТ* **14**, 1229 (1988) (аннотация рукописи, депонированной в ВИНТИ 19 апреля 1988 г., № 2981-B88).
7. П. В. Горский, *Вестник Харьковского университета*, №227 (1982), с. 33.
8. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, Москва (1984).
9. П. В. Горский, *ФНТ* **12**, 584 (1986).

### Low-temperature inversion of magnetoresistance in charge-ordered layered superstructures

P. V. Gorskyi

The nonoscillatory part of the layered charge-ordered crystals magnetoresistance is investigated for the case where the electron lifetime is reciprocal to the electron density of states. The probability of magnetoresistance inversion versus current carrier concentration, temperature, magnetic field strength and effective attraction, resulting in charge ordering, is proved.