Физика низких температур, 1996, т. 22, № 9, с. 1047–1051

Магниторезистивные свойства неоднородного состояния антиферромагнитных полупроводников

В. Н. Криворучко

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail: krivoruc@host.dipt.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 5 февраля 1996 г.

На основе представлений, развитых для описания магниторезистивных эффектов в слоистых и гранулированных магнитных металлах, рассмотрена феноменологическая модель магниторезистивных свойств магнитонеоднофазного состояния легированных магнитных полупроводников. Предположив существование магнитонеоднофазного состояния для манганитов со структурой перовскита, в рамках рассмотренного подхода удается с единых позиций описать гигантские магниторезистивные эффекты как фаз манганитов с антиферромагнитным упорядочением и полупроводниковым типом проводимости, так и фаз с ферромагнитными свойствами и металлическим типом проводимости.

На основі уявлень, розвинутих для опису магніторезистивних ефектів у шаруватих і гранульованих магнітних металах, розглянуто феноменологічну модель магніторезистивних властивостей магнітонеоднофазного стану легованих магнітних напівпровідників. Припустив існування магнітонеоднофазного стану для манганитів з структурою перовскіта, в рамках розглянутого підходу удається з єдиних позицій описати великі магніторезистивні ефекти як фаз манганитів з антиферомагнітним упорядкуванням і напівпровідниковим типом провідності, так і фаз з феромагнітними властивостями і металевим типом провідності.

PACS numbers: 72.15.Gd, 73.50. Jt, 75.50. Pp

Как известно [1], в манганитах на основе $LaMnO_3$ наблюдается довольно тесная взаимосвязь магнитных и электрических свойств. Открытие гигантского магниторезистивного (ГМР) эффекта [2,3] в этих соединениях вызвало повышенный интерес к механизмам формирования этой взаимосвязи. В настоящее время практически все гигантские значения магниторезистивного (МР) эффекта обнаружены в основном у структур с ферромагнитными (ФМ) свойствами и металлическим типом проводимости [2–8]. Напомним, (см., например, [9,10]), что стехиометрический $LaMnO_3$ является диэлектриком с антиферромагнитным (АФ) упорядочением спинов Mn^{3+}. Однако системы, в которых достаточная часть катионов Mn^{3+} замещена на Mn^{4+}, демонстрируют металлическую проводимость и ФМ свойства. (Более детально о фазовых превращениях в манганитах см. в [11].) Традиционно фазовые переходы диэлектрик—металл и ФМ—АФ в манганитах интерпретируются в рамках модели двойного обмена (ДО) между ионами Mn^{3+} и Mn^{4+} [12,13] (хотя предлагались и другие модели [14–16]). Попытки объяснить большую величину МР эффектов в рамках ДО наталкиваются в настоящее время на серьезные трудности. Так, в недавней работе [17] показано, что модель ДО сама по себе не может объяснить МР эффекты в ортоманганитах. Фазовая диаграмма $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ также сильно отличается от рассчитанной в рамках ДО [11].

В этих условиях ключевое значение, на наш взгляд, могут иметь результаты последних исследований ГМР эффекта в АФ состоянии $(LaCa)MnO_3$ в области полупроводниковой проводимости системы [18]. А именно: при $T = 57$ K в образцах $La_{0,5}Ca_{0,5}MnO_3$ обнаружен МР эффект, на три порядка превышающий данные работ [2,3]. Хотя результаты работ [18] и [19], где также наблюдались большие МР эффекты в полупроводниковой фазе $La_{1-x}Sr_xMnO_3$, прямо и не указывают на неадекватность модели ДО, либо модели «спинового полярона» [14], из них следует, что металлический характер проводимости и ФМ свойства матрицы не являются необходимым условием существования больших МР эффектов.

Ранее в работах [20,21] было высказано предположение, что при определенных условиях легированный магнитный полупроводник может перейти в сильно неоднородное состояние, характеризующееся разбиением кристалла на ФМ и АФ микрообласти: первая с избытком, а вторая с недостат-

© В. Н. Криворучко, 1996

ком электронов проводимости. Любопытно, что из особых свойств таких полупроводников выделялась и возможность существования гигантского магнитосопротивления. Однако какие-либо оценки этого эффекта не были сделаны. Среди систем, в которых потенциально возможно магнито-неоднофазное состояние, отмечались и манганиты [21,22]. Учитывая, что в настоящее время прямых или однозначных доказательств в пользу какой-либо модели и механизма осуществления взаимосвязи электрических и магнитных свойств рассматриваемых систем нет, мы попытались установить возможности подхода [20] в описании МР свойств манганитов. В настоящей работе в рамках концепций «перпендикулярных» МР эффектов в слоистых [23] и гранулированных [24] структурах исследованы МР свойства магнитонеоднофазного состояния магнитных полупроводников. Параметры и характерные свойства модельной системы выбраны исходя из последних экспериментальных данных для перовскитовых манганитов. Показано, что модель неоднофазного состояния манганитов позволяет с единых позиций рассмотреть МР эффекты как соединений с АФ упорядочением локализованных спинов и полупроводниковым типом проводимости, так и соединений с ФМ свойствами матрицы и металлическим типом проводимости.

Не останавливаясь на изложении результатов работы [20], предположим, что при достаточно низких температурах система разбита на микрообласти с ФМ и АФ упорядочением (в общем случае антиферромагнитное упорядочение может быть и слабо неколлинеарным). Начнем с рассмотрения ситуации, когда образец обладает полупроводниковыми свойствами, т.е. ФМ области находятся внутри АФ матрицы. Для узкозонных полупроводников, к которым относятся манганиты [16,25], оценки показывают [21], что ФМ области сферической формы имеют радиус a порядка нескольких постоянных решетки и более, что оправдывает применение феноменологической модели. Введем следующие параметры: проводимость электронов со спином «вверх» (+) и «вниз» (—) для ФМ области $\sigma_{\pm}^{<}$ и АФ матрицы $\sigma_{\pm}^{>}$; электрические потенциалы $\varphi_{\pm}^{<}$ и $\varphi_{\pm}^{>}$, действующие на эти электроны; характерная длина спиновой диффузии $\Lambda \sim (v_F l \tau_{sf})^{1/2}$, где v_F — фермиевская скорость; l — длина свободного пробега электронов и τ_{sf} — время спиновой релаксации. Условия применимости макроскопического описания требуют также [23], чтобы Λ было много больше длины свободного пробега; при этом размер магнитной неоднородности может быть порядка l и более. Ограничимся случаем, когда Λ конечно внутри ФМ области.

Система дифференциальных уравнений для ФМ области имеет вид [23,24,26]

$$\nabla^2\left(\varphi_+^< - \varphi_-^<\right) = \left(\varphi_+^< - \varphi_-^<\right)/\Lambda^2 , \qquad (1)$$

$$\nabla^2\left(\sigma_+^<\varphi_+^< + \sigma_-^<\varphi_-^<\right) = 0 , \qquad (2)$$

а уравнения для потенциалов АФ матрицы $\varphi_{\pm}^{>}$ сводятся к двум уравнениям Лапласа. Функции $\varphi_{\pm}^{<}$ и $\varphi_{\pm}^{>}$ должны быть конечными в нуле и на бесконечности:

$$\varphi_{\pm}^{>}(\infty) \to rE\cos\theta , \quad \varphi_{\pm}^{<}(0) = \text{finite} ,$$

а на границе раздела обеспечивать непрерывность нормальной компоненты тока при возможном конечном скачке потенциалов:

$$\sigma_{\pm}^{<} \nabla \varphi_{\pm}^{<}(a) = \sigma_{\pm}^{>} \nabla \varphi_{\pm}^{>}(a) ;$$

$$\varphi_{\pm}^{<}(a) - \varphi_{\pm}^{>}(a) = R_s I_{\pm}(a) .$$

Мы пользуемся сферической системой координат, помещенной в центр ФМ сферы, а внешнее магнитное поле E направлено вдоль оси z. Параметр R_s описывает зависящее от спина поверхностное сопротивление, а $I_{\pm}$ — плотность тока соответствующей поляризации. Физическое происхождение падения потенциала на границе раздела фаз с различным магнитным упорядочением детально обсуждалось ранее [27,28].

Решением системы дифференциальных уравнений являются функции

$$\varphi_+^<(r) = Br + A\sigma_-^< J\left(\frac{r}{\Lambda}\right)\left(\sigma_+^< + \sigma_-^<\right)^{-1} ; \qquad (3)$$

$$\varphi_-^<(r) = Br - A\sigma_+^< J\left(\frac{r}{\Lambda}\right)\left(\sigma_+^< + \sigma_-^<\right)^{-1} ; \qquad (4)$$

$$\varphi_+^>(r) = Er + C/r^2 ; \qquad (5)$$

$$\varphi_-^>(r) = Er + D/r^2 , \qquad (6)$$

где $J(x)$ — функция Бесселя 1-го рода порядка 3/2. Здесь и всюду ниже предполагается, что потенциалы умножены на полином Лежандра $P_1(\cos\theta)$. Явный вид коэффициентов A, B, C, D легко находится из граничных условий. Как видно из (5), (6), наличие ФМ областей приводит к искажению потенциала эффективным электрическим дипольным моментом, формирующимся вокруг ФМ сферы. Предполагая, что доля ФМ фазы f относитель-

но общего объема системы мала, $f << 1$, найдем результирующее электрическое поле, действующее на электроны. В низшем приближении достаточно учесть только поле Лоренца [24]. Для ненамагниченного образца число областей со спином «вверх» и «вниз» равно, и результирующее поле Лоренца имеет вид

$$E_L = \frac{f}{2}\frac{C-D}{a^3} = f\beta_L E;$$

$$\beta_L = -\frac{3}{4}\frac{a\sigma_F}{a\sigma_F + 2(a + R_s\sigma_F)\sigma_A}.$$

Недавние исследования оптических спектров манганитов показывают [25], что при ФМ упорядочении матрицы электроны проводимости полностью поляризованы по спину. Поэтому считаем, что в ФМ области $\sigma_+^< = \sigma_F$, $\sigma_-^< = 0$, а в АФ матрице $\sigma_\pm^> = \sigma_A$. Тогда эффективную проводимость системы в размагниченном состоянии можно представить в виде

$$\sigma_{\text{eff}}^{\text{dem}} = \left(1-f\right)\left(1+f\beta_L\right)\sigma_A + f\left(\alpha + f\beta_L\right)\sigma_F,$$

где мы учли также изменение поля в ФМ области, введя $\alpha = B/E = 3a\sigma_A/(a\sigma_F + (a + R_s\sigma_F)\sigma_A)$. Заметим, что потенциал спин-диффузионного происхождения ($\sim J(r/\Lambda)$) не действует на электроны проводимости ФМ сферы.

До сих пор формально мы следовали идеологии анализа МР эффектов для гранулированных магнитных структур. Основное отличие проявляется в намагниченном состоянии. Для гранулированных систем оно состоит в упорядочении магнитных моментов гранул и с изменением суммарного поля Лоренца, изменяется электрическое поле, действующее на носители заряда. Ясно, что величина соответствующего МР эффекта всегда будет пропорциональна параметру «заполнения» f [24]. Магнитонеоднофазные системы под действием сильного магнитного поля переходят в однофазное (намагниченное) состояние. Во-первых, следует ожидать, что проводимость этого состояния σ_M существенно отличается от эффективной проводимости $\sigma_{\text{eff}}^{\text{dem}}$ системы, во-вторых, скачок сопротивления уже не определяется малым параметром f. Действительно, для относительного изменения проводимости в линейном приближении по f получаем

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{\text{eff}}^{\text{dem}}} = \frac{\sigma_M - \sigma_A}{\sigma_A} + f\frac{\sigma_M}{\sigma_A}\left(1 - \beta_L - \alpha\frac{\sigma_F}{\sigma_A}\right). \quad (7)$$

Видно, что происхождение МР эффекта обусловлено не только изменением суммарного поля Лоренца (последнее слагаемое в (7)). Ферромагнитные микрообласти выполняют своеобразную роль «переключателя», связывая электроны проводимости в размагниченном состоянии и освобождая их в сильном магнитном поле. В результате σ_M заметно больше σ_A. Поскольку система описывается феноменологическими параметрами, воспользуемся результатами измерений сопротивления [18]. Для $La_{0,5}Ca_{0,5}MnO_3$ имеем $R(0) \sim 10^8$ мОм·см, $R(H = 8\text{ Тл}) \sim 10$ мОм·см. В результате, пренебрегая в (7) слагаемым $\sim f$, получаем оценку $-\Delta\sigma/\sigma_{\text{eff}}^{\text{dem}} = [R(0) - R(H)]/R(H) \sim 10^6$, что и наблюдалось экспериментально [18]. Однако последовательное рассмотрение требует модельного вычисления параметров σ_A, σ_F и f (что возможно только при микроскопическом подходе). Поэтому приведенную оценку следует понимать в основном как иллюстрацию выражения (7). Отметим также, что магнитосопротивление (7) не зависит от длины спиновой диффузии Λ. В то же время для магнитных мультиструктур в геометрии «ток перпендикулярен слоям» величина МР эффектов определяется именно соотношением между толщиной немагнитного слоя и параметром Λ [23].

Рассмотрим теперь обратную ситуацию — АФ области сферической формы внутри ФМ матрицы. Образец в этом случае имеет металлическую проводимость, и ферромагнитные свойства. Система дифференциальных уравнений теперь имеет вид

$$\nabla^2\left(\varphi_+^> - \varphi_-^>\right) = \left(\varphi_+^> - \varphi_-^>\right)/\Lambda^2, \quad (8)$$

$$\nabla^2\left(\sigma_+^>\varphi_+^> + \sigma_-^>\varphi_-^>\right) = 0, \quad (9)$$

$$\nabla^2\varphi_\pm^< = 0, \quad (10)$$

а граничные условия сохраняют свой вид. Решения описываются функциями

$$\varphi_+^>(r) = Er + C\sigma_-^> H(r/\Lambda)\left(\sigma_+^> + \sigma_-^>\right)^{-1} + D/r^2, \quad (11)$$

$$\varphi_-^>(r) = Er - C\sigma_+^> H(r/\Lambda)\left(\sigma_+^> + \sigma_-^>\right)^{-1} + D/r^2, \quad (12)$$

$$\varphi_+^<(r) = Ar, \quad (13)$$

$$\varphi_-^<(r) = Br, \quad (14)$$

где $H(x)$ — функция Ханкеля мнимого аргумента порядка 3/2, а явный вид коэффициентов C, D, A,

B находится из граничных условий. Как видно из (11) и (12), дипольное поле, формирующееся вокруг АФ сфер, не зависит от спинового индекса подзоны. Соответствующее поле Лоренца равно

$$E_L = f\frac{D}{a^3} = f\frac{\sigma_F - \sigma_A}{\sigma_F + \sigma_A} = f\beta_F E .$$

Здесь, как и ранее, мы предположили, что в ФМ области электроны полностью поляризованы ($\sigma_+^> = \sigma_F$, $\sigma_-^> = 0$) и $\sigma_\pm^< = \sigma_A$. Эффективная проводимость в отсутствие поля теперь равна

$$\sigma_{\text{eff}}^{\text{dem}} = \left(1 - f\right)\left(1 + f\beta_F\right)\sigma_F + f\left(\alpha + f\beta_F\right)\sigma_A , \tag{15}$$

где $\alpha = A/E$. В намагниченном состоянии $\sigma_{\text{eff}}^{\text{mag}} = \sigma_M$. В результате в линейном по f приближении относительное изменение проводимости есть

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{\text{eff}}^{\text{dem}}} = \frac{\sigma_M - \sigma_F}{\sigma_F} + f\frac{\sigma_M}{\sigma_F}\frac{\sigma_F(1 + \sigma_A R_s/a) - \sigma_A}{2\sigma_F(1 + \sigma_A R_s/a) + \sigma_A} . \tag{16}$$

Воспользуемся данными работы [18] и для ФМ образца в области низких (~ 100 К) температур примем $R(0) \approx 30$ мОм·см, $R(H = 8\ \text{Тл}) \approx 10$ мОм·см. Тогда из (16) следует оценка $-\Delta\sigma/\sigma_{\text{eff}}^{\text{dem}} \sim 100\%$, что и наблюдается в этой области температур. Происхождение гигантских МР эффектов в случае ФМ матрицы с металлическим типом проводимости обусловлено, по-видимому, несколько иным проявлением неоднофазности системы.

До сих пор мы считали температуру достаточно низкой. Результаты экспериментальных исследований манганитов показывают, что МР эффекты сильно зависят от температуры, причем системы с АФ свойствами и полупроводниковой проводимостью существенно отличаются от систем с ФМ свойствами и металлической проводимостью. В первом случае максимальные эффекты наблюдаются в области низких (~ 77 К и ниже) температур и ослабляются с ростом температур [18]. Во втором случае, наоборот, максимум магнитосопротивления наблюдается в области 220–260 К и падает с понижением температуры [2–8,18,19]. Отметим, что температуры упорядочения АФ и ФМ областей заметно различаются: $T_N \sim 150$–180 К, а $T_c \sim 280$–350 К соответственно [6,9,11]. Учитывая это обстоятельство и полученные результаты, дадим качественное описание поведения магнитосопротивления ортоманганитов с ростом температуры.

Если матрица АФ, то определяющее значение имеет полупроводниковая природа проводимости σ_A, а именно: σ_A быстро (экспоненциально) увеличивается с ростом T, что приводит к быстрому ослаблению МР эффекта (см. (7)). В случае ФМ матрицы поведение иное. Поскольку σ_F имеет металлическую природу, проводимость матрицы слабо меняется вплоть до температур магнитного упорядочения АФ микрообластей. Соответственно слабо меняется и величина МР эффекта. При $T \sim T_N$ АФ микрообласти переходят в парамагнитное состояние и заметная часть электронов «перетекает» туда, уменьшая величину σ_F. Однако основным является уменьшение энергетической выгодности самой ФМ фазы, что приводит к уменьшению общего объема $(1 - f)$ ФМ области. На уменьшение доли ФМ фазы указывают, на наш взгляд, результаты недавних ЯМР исследований ферромагнитных манганитов [29]. В то время как величина локального поля на ядрах ^{139}La не опускалась ниже 80% своей номинальной величины (при $T \to 0$) даже при $T \sim T_c \sim 300$ К, интенсивность спинового эха, пропорциональная доли ФМ фазы (неферромагнитные области не создают локального поля на ядрах ^{139}La), вдвое уменьшалась уже при температурах ~ 150 К. В результате уменьшения объема ФМ область из односвязной может стать многосвязной. Это приведет к резкому росту сопротивления, что экспериментально и наблюдается во всех ФМ образцах с металлическим типом проводимости в этой области температур [2–8,18,19]. Очевидно, что если внешним магнитным полем перевести систему в намагниченное (односвязное) состояние, то произойдет резкий рост проводимости [20]. Поэтому наибольшие МР эффекты теперь следует ожидать именно в температурном интервале $T_N < T < T_c$. Выше T_c основные различия в фазах исчезают. Перечисленные выше свойства согласуются с результатами экспериментальных исследований.

Сделаем некоторые замечания относительно модели и области применимости полученных результатов. Мы рассмотрели предельные случаи, когда доля ФМ (АФ) фазы в АФ (ФМ) матрице мала. Это позволило развить теорию возмущений по параметру «заполнения» и в явном виде получить выражения для проводимости. В общем случае, когда объемы АФ и ФМ фаз соизмеримы, этого сделать не удается, хотя физика явления сохраняется. Ясно, что в рассматриваемой модели величина МР эффектов не зависит от ориентации магнитного поля относительно тока. В то же время дефекты

кристаллической структуры могут существенно уменьшить величину наблюдаемого явления.

Таким образом, рассмотренная феноменологическая модель магнитонеоднофазного состояния магнитных полупроводников указывает на существование больших МР эффектов в такого типа системах. Обнаружение неоднофазного состояния манганитов позволит с единых позиций объяснить физическое происхождение МР свойств как соединений с АФ упорядочением матрицы и полупроводниковым типом проводимости, так и соединений с ФМ свойствами и металлическим типом проводимости. По-нашему мнению, обсуждаемая в данной работе модель может служить основой для более целенаправленного поиска физических причин гигантских МР эффектов в перовскитовых манганитах.

Благодарю А. М. Гришина, обратившего мое внимание на публикации [2–5], и В. Д. Дорошева и М. М. Савосту за полезное обсуждение работы [29].

1. С. Крупичка, *Физика ферритов и родственных им магнитных окислов*, Наука, Москва (1976).
2. S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack, R. A. Fastnacht, R. Ramesh, and L. H. Chen, *Science* **264**, 413 (1994).
3. S. Jin, M. Mc Cormack, T. H. Tiefel, and R. Ramesh, *J. Appl. Phys.* **76**, 6929 (1994).
4. K. Chahara, T. Ohno, M. Kassai, and Y. Kozono, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1990 (1993).
5. R. von Helmolt, J. Wecker, B. Holzapfel, L. Schultz, and K. Samwer, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2331 (1993).
6. H. L. Ju, C. Kwon, Qi Li, R. L. Greene, and T. Venkatesan, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 2108 (1994).
7. J. M. De Teresa, J. Blasco, M. R. Ibarra, J. Garcia, C. Marquina, P. Algarabel, and A. del Moral, *Solid State Commun.* **96**, 627 (1995).
8. R. Mahendiran, R. Mahesh, A. K. Raychaudhuri, and C. N. R. Rao, *J. Phys.* **D28**, 1743 (1995).
9. E. J. Wollan and W. C. Koechler, *Phys. Rev.* **100**, 545 (1955).
10. G. Matsumoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **29**, 615 (1970).
11. И. О. Троянчук, *ЖЭТФ* **102**, 251 (1992).
12. C. Zener, *Phys. Rev.* **81**, 440 (1951).
13. J. F. Goodenough, *Phys. Rev.* **100**, 564 (1955).
14. R. M. Kusters, J. Singlem, D. A. Keen, R. McGreevy, and W. Hayes, *Physica* **B155**, 362 (1989).
15. Т. М. Перекалина, Б. Я. Котюжанский, А. Я. Шапиро, *ФТТ* **32**, 1242 (1990).
16. N. Furukawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 3214 (1994).
17. A. J. Millis, P. B. Littlewood, and B. I. Shraiman, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5144 (1995).
18. G.-Q. Gong, Ch. Canedy, G. Xiao, J. Z. Sun, A. Gupta, and W. L. Gallagher, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1783 (1995).
19. A. Urshibara, Y. Moritomo, T. Arisma, A. Asamitsu, G. Kido, and Y. Tokura, *Phys. Rev.* **B51**, 141103 (1995).
20. В. А. Кашин, Э. Л. Нагаев, *ЖЭТФ* **66**, 2105 (1974).
21. Э. Л. Нагаев, *Магнитные полупроводники*, Наука, Москва (1979).
22. Э. Л. Нагаев, *УФН* **165**, 428 (1995).
23. T. Valet and A. Fert, *Phys. Rev.* **B48**, 7099 (1993).
24. M. Rubinstein, *Phys. Rev.* **B50**, 3830 (1994).
25. Y. Okimoto, T. Katsufuju, T. Ishikawa, A. Urshibara, T. Arisma, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 109 (1995).
26. А. Г. Аронов, *Письма в ЖЭТФ* **24**, 37 (1976).
27. M. Johnson and R. H. Silsbee, *Phys. Rev.* **B35**, 4959 (1987).
28. P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2271 (1987).
29. М. К. Губкин, А. В. Залесский, В. Г. Кривенко, Т. М. Перекалина, Т. А. Химич, В. А. Чубаренко, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 56 (1994).

Magnetoresistive properties of non-uniform state of antiferromagnetic semiconductors

V. N. Krivoruchko

The phenomenological model of magnetoresistive properties of magneto-non-single-phase state of alloyed magnetic semiconductors is considered using the concept derived for a description of magnetoresistive effects in layered and granular magnetic metals. By assuming that there exists a magneto-non-single state in the manganites having the perovskite structure, it is possible to describe, in the framework of above approach, large magnetoresistive effects of manganite phases with antiferromagnetic order and semiconductor-type conductivity as well as those with antiferromagnetic properties and metallic-type conductivity.