

# Колоссальное магнитосопротивление неоднородного ферромагнитного полупроводника $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$

© Н.И. Солин, В.В. Устинов, С.В. Наумов

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620041 Екатеринбург, Россия

E-mail: solin@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 22 мая 2007 г.

В окончательной редакции 18 сентября 2007 г.)

Исследован новый способ достижения высоких значений магнитосопротивления в неоднородных магнитных материалах, основанный на возникновении обедненного слоя, контактной разности потенциалов на границе раздела двух полупроводников с разными уровнями Ферми, на изменении контактной разности потенциалов и толщины интерфейсного слоя под действием магнитного поля. Предлагаемая модель магниторезистивной структуры реализована на основе магнитного полупроводника  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ . На поверхности объемных монокристаллов  $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  диффузионным методом созданы  $n$ -слои  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  толщиной до нескольких десятков микрон. При наложении магнитного поля в структурах обнаружено сильное (более чем в 200 раз) возрастание тока, протекающего через  $n$ -слой.

Работа поддержана программами Президиума РАН „Квантовая макрофизика“, ОФН РАН „Новые материалы и структуры“ и выполнена в рамках Программы научного сотрудничества УрО РАН и ДВО РАН.

PACS: 75.50.Pp, 75.47.-m, 72.25.Mk, 72.25.Dc

## 1. Введение

Выяснение природы и достижение высоких значений магнитосопротивления (MR) в магнитных материалах ввиду практической важности является одной из актуальных задач физики конденсированных сред. В магнитных металлических сплавах, гранулярных ферромагнетиках, поликристаллах MR, связанное с рассеянием носителей тока, растет с увеличением вклада магнитных неоднородностей [1–3]. В многослойных структурах, состоящих из чередующихся обменно-связанных ферромагнитных и немагнитных металлических слоев, наблюдаются гигантские магниторезистивные эффекты [4,5]. Наивысшие изменения электросопротивления  $\rho$  в магнитном поле (до  $10^5$ – $10^9\%$ ) обнаружены в ферромагнитных полупроводниках (ФМПП). Эти изменения обусловлены изменениями как концентрации, так и подвижности носителей заряда [6–8]. Предложены различные механизмы [9–11], объясняющие MR в магнитных полупроводниках обменным расщеплением зоны проводимости [12]. Однако способов создания ФМПП с высокими MR не известно. Большинство применений полупроводников основано на контактных явлениях — на возникновении на границе раздела двух полупроводников контактной разности потенциалов и управлении ими при помощи электрического поля [13]. В ФМПП контактными явлениями можно управлять и с помощью магнитного поля вследствие зависимости их зонной структуры [12] от магнитного состояния и напряженности магнитного поля. В настоящей работе исследована возможность создания магниторезистивных структур, основанных на этом явлении.

## 2. Образцы

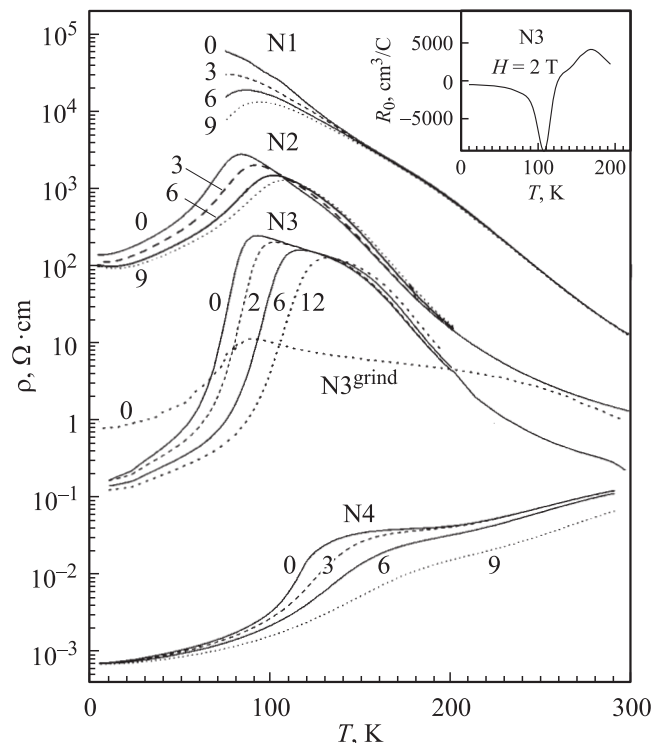
Соединение  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  имеет структуру нормальной шпинели и является ФМПП с температурой Кюри  $T_C = 106$  К [14]. Энергетическая щель  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ , равная  $\Delta E_g = 0.80$  eV при 300 К, уменьшается до 0.28 eV при переходе в ферромагнитную область температур [14], зависит от напряженности магнитного поля и уменьшается на 10–12 meV/kOe вблизи  $T_C$  [14–16]. Эти изменения в  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  максимальны среди известных ФМПП.

Электросопротивление и ЭДС Холла измеряли стандартным четырех- и пятиконтактным способами на образцах в виде параллелепипеда. Проводилось усреднение для разных направлений тока и магнитного поля. Индиевые контакты были нанесены ультразвуковым паяльником.

Среднее значение электросопротивления  $\rho_m$  неоднородных образцов рассчитывали, рассматривая образец как однородный. Магнитосопротивление в настоящей работе определялось выражением  $\text{MR} = \rho(H=0)/\rho(H)$ , где  $\rho(H=0)$  и  $\rho(H)$  — электросопротивление образца без магнитного поля и в магнитном поле  $H$  соответственно.

## 3. Результаты и обсуждение

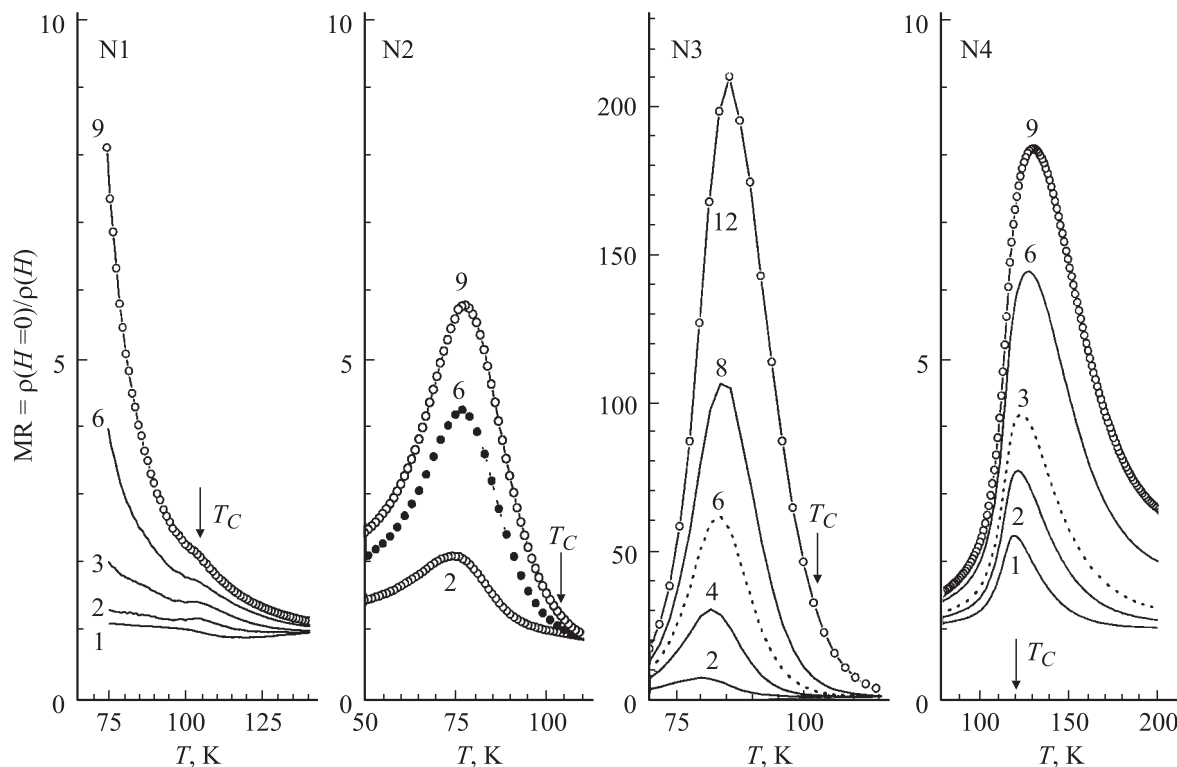
На рис. 1 и 2 приведены температурные зависимости электро- и магнитосопротивления некоторых (см. таблицу) нелегированных монокристаллов  $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  и  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ . Температурная зависимость электросопротивления  $\rho(T)$   $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  (образец № 1) имеет полупроводниковый, а  $\rho(T)$   $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  (образец № 4) —



**Рис. 1.** Температурные зависимости электросопротивления *as grown* (№ 1–3) и отожженного в парах ртути (№ 4) монокристаллов  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ .  $3^{\text{grind}}$  — поверхностный слой образца № 3 сточен на  $60\ \mu\text{m}$ . Числа около кривых — значения магнитного поля (в Т). На вставке — температурная зависимость постоянной Холла образца № 3 при  $H = 2\ \text{T}$ .

металлический характер в исследованной области температур. В образцах № 2 и 3 при температуре на  $25\text{--}30\ \text{K}$  ниже  $T_C = 106\ \text{K}$  наблюдается переход типа полупроводник–металл, причем чем больше изменяется значение электросопротивления при таком переходе, тем выше MR образца. Изменение характера проводимости с полупроводникового на металлический вблизи  $T_C$  сопровождается и инверсией типа проводимости с дырочного на электронный (см. вставку к рис. 1). Изменения электросопротивления в магнитном поле в однородных образцах  $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  и  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  (№ 1 и 2, рис. 1) сравнительно небольшие ( $\rho(H=0)/\rho(H) < 10$  при  $H = 9\ \text{T}$ ). В  $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  № 1 MR мало при комнатной температуре ( $\rho$  уменьшается на 5% в поле 9 Т), увеличивается с понижением температуры и имеет еле заметную аномалию при  $T \approx T_C$ . Значение MR  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  весьма заметно уже при комнатной температуре ( $\rho$  уменьшается более чем в 2 раза в поле 9 Т), в магнитном поле  $H = 1\ \text{T}$  достигает максимума при температуре, близкой к  $T_C \approx 120\ \text{K}$  этого сильно проводящего образца [17], и мало при гелиевых температурах ( $\rho$  уменьшается на 5% в поле 9 Т).

Нами замечено, что высокими значениями MR обладают образцы, одной из поверхностей которых была естественная грань монокристалла. Образец № 1 был вырезан из центра крупного ( $\approx 7\text{--}10\ \text{mm}$ ) монокристалла, в нем MR мало и не обнаружен переход металл–изолятор. Образцы № 2 и 3 содержали естественную грань монокристалла. После удаления  $60\ \mu\text{m}$  естествен-



**Рис. 2.** Температурная зависимость магнитосопротивления  $\text{MR} = \rho(H=0)/\rho(H)$  образцов № 1–4, данные по которым приведены на рис. 1. Числа около кривых — значения магнитного поля (в Т). Стрелками указаны температуры Кюри  $T_C$ .

Параметры образцов

Номер образца	Толщина, mm	Обработка, способ приготовления	Номер образца	Толщина, mm	Обработка, способ приготовления
1	0.35	<i>As grown</i> , вырезан из середины кристалла	7	0.52	2 atm Hg, 30 min, 500°C
2	0.47	<i>As grown</i> , имеется естественная грань монокристалла	8	0.41	10 atm Hg, 30 min, 500°C
3	0.39	<i>As grown</i> , имеется естественная грань монокристалла	9	0.20	1 atm Hg, 30 min 500°C
4	0.45	10 atm Hg, 100 h, 500°C	10	0.52	0.5 atm Hg, 100 h, 500°C
5	0.37	0.5 atm Hg, 30 min, 500°C	10 <sup>surf</sup>	0.24	<i>n</i> -слой образца № 10 сточен
6	0.65	1 atm Hg, 30 min, 500°C	10 <sup>core</sup>	0.12	<i>p</i> -слой образца № 10 <sup>surf</sup> частично сточен

ной грани образца № 3 (15% от толщины образца) величина перехода полупроводник–металл (№ 3<sup>grind</sup> на рис. 1) вблизи  $T_C$  уменьшилась примерно в  $10^2$  раз, соответственно исчезли и высокие значения MR.

Исследования ферромагнитного резонанса (ФМР) *p*-HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> также показывают [18] неоднородное распределение примесей по сечению *as grown* монокристаллов. Сферы, приготовленные из центра и вершины монокристалла в виде октаэдра, имеют разные спектры ФМР. Анализ спектров показывает, что акцепторы ( $\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) имеются во внутренней и наружной части кристалла, а доноры (вакансии Se с концентрацией  $\approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) обнаружены только в образце, приготовленном из наружной части кристалла. Неоднородности монокристаллов обусловлены, очевидно, особенностями их роста.

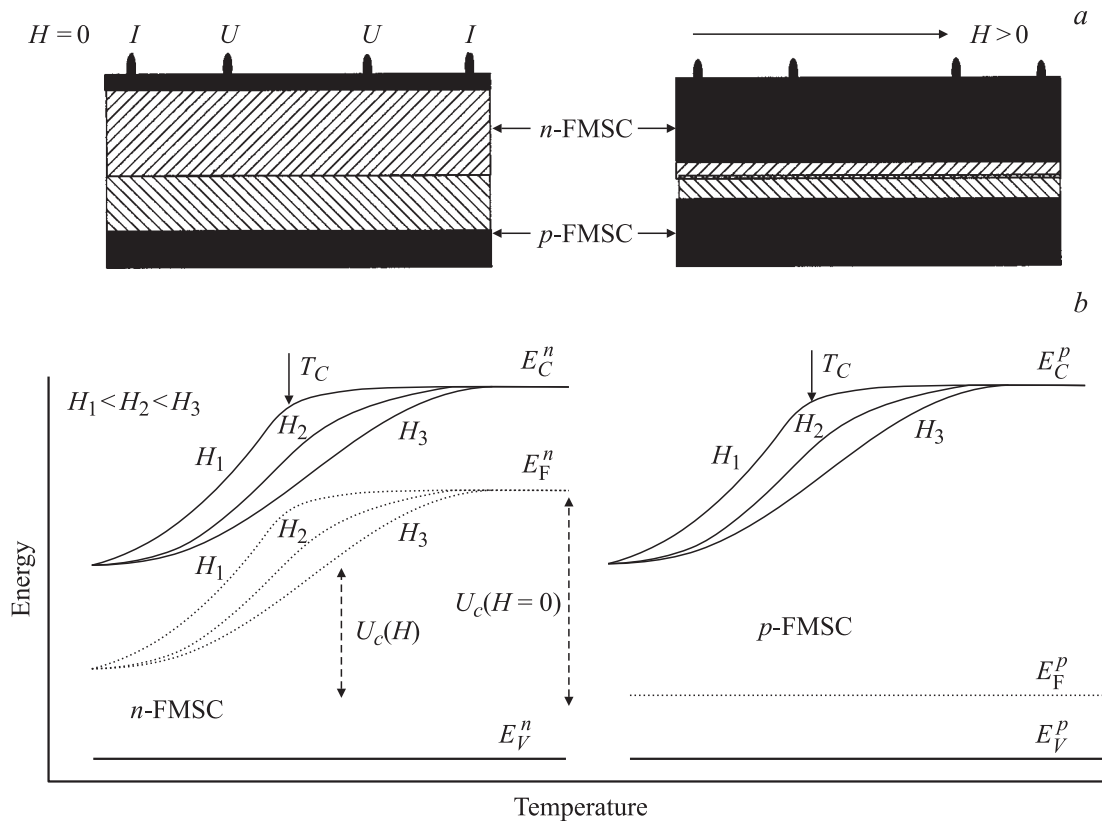
В ФМПП неоднородность может быть источником высокого MR [19]. При контакте двух полупроводников с *p*- и *n*-типами проводимости на их границе раздела возникают обедненные носителями заряда слои толщинами  $d_p$ ,  $d_n \sim (U_c/n)^{1/2}$ , где  $U_c$  — контактная разность потенциалов  $U_c = E_F^n - E_F^p$ ,  $E_F^n$  и  $E_F^p$  — энергии Ферми *n*- и *p*-слоев,  $n$  — концентрация электронов в *n*-слое [13]. В зависимости от параметров полупроводников толщина обедненного слоя может меняться от нескольких ангстрем до десятков микрон. Если толщину *n*-слоя  $t_n$  выбрать такой, что  $t_n \leq d_n$ , то *n*-слой (рис. 3, *a*) становится непроводящим (истощенным) из-за уменьшения концентрации носителей в заборном слое на величину порядка  $\exp(U_c/T) \approx 10^9$ , например при  $U_c = 0.2\text{--}0.3 \text{ eV}$  для HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> при  $T \approx T_C$ .

ФМПП характеризуются сильным *s*–*d*-обменным взаимодействием электронов проводимости с локализованными магнитными моментами [12]. Вследствие этого при магнитном упорядочении зона проводимости ФМПП

расщепляется на две подзоны со спинами, параллельными и антипараллельными намагниченности. В HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> это расщепление велико, около 1 eV [20], все электроны оказываются в нижней подзоне. Расщепление в первом приближении пропорционально намагниченности [12], оно увеличивается с уменьшением температуры и увеличением магнитного поля. Это так называемое красное смещение дна зоны проводимости наблюдалось в ФМПП многими исследователями [21]. Для дырок *s*–*d*-обменное взаимодействие слабое, положение валентной зоны при магнитном упорядочении практически не меняется. На рис. 3, *b* схематически изображена зонная структура *p*- и *n*-ФМПП в зависимости от температуры и магнитного поля [6,8,22].

В ФМПП (в халькогенидах Eu, Cr-халькогенидных шпинелях) край валентной зоны  $E_V$  не зависит от магнитного поля, а дно зоны проводимости  $E_C$  опускается на 5–10 meV/kOe [14–16]. Вследствие этого в вырожденных ФМПП или в ФМПП с мелкими донорными уровнями значения  $E_F^n$  и  $U_c$  уменьшаются на такую же величину (рис. 3, *b*). Эксперименты показывают, что переход металл–изолятор и MR в некоторых ФМПП определяется как концентрацией, так и подвижностью носителей заряда [6,22,23]. Вследствие уменьшения  $U_c$  и роста *n* в магнитном поле толщина обедненного слоя (рис. 3, *a*) уменьшается,  $d_n \approx 0$ . В сравнительно невысоких магнитных полях  $U_c \approx 0$  и уменьшается электросопротивление *n*-слоя, обеспечивая высокие магнеторезистивные свойства структуры. Особенно значительного уменьшения электросопротивления *n*-слоя можно ожидать, если при  $H = 0$  толщина его  $\tau_n$  была близка к толщине  $d_n$  объемного заряда *n*-слоя,  $\tau_n \leq d_n$ .

Для выяснения влияния неоднородности на MR ФМПП и возможности достижения высоких значений MR на основе контактных явлений были проведены

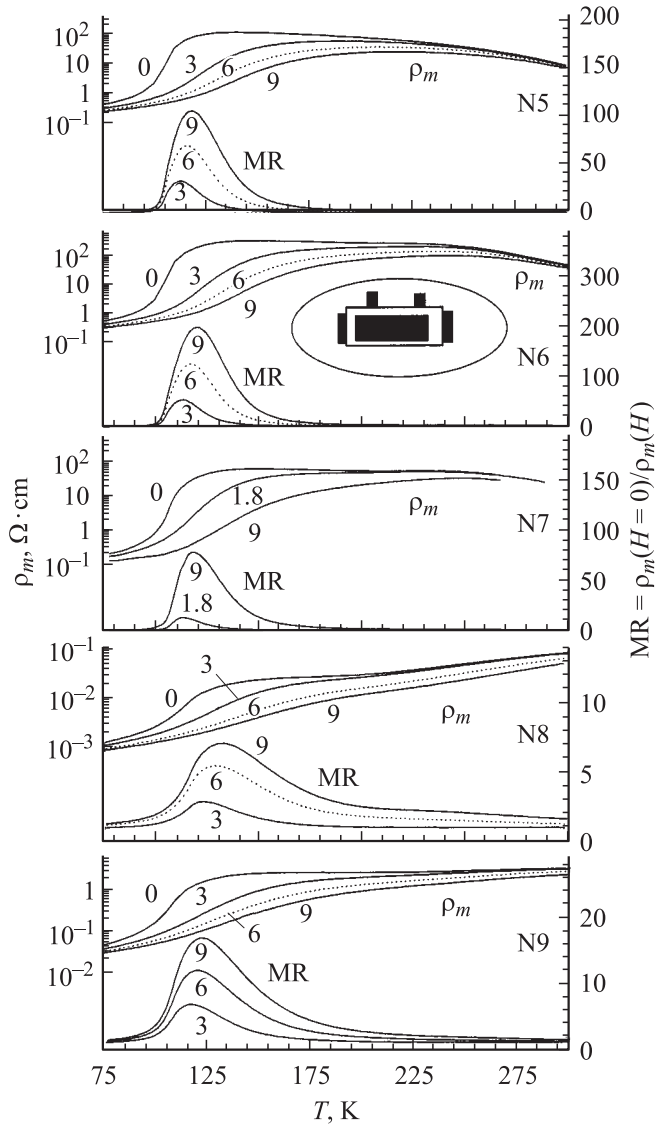


**Рис. 3.** а) Схема контактной структуры на основе  $p$ - и  $n$ -ФМПП при  $H = 0$  и  $H > 0$ . Обедненные (непроводящие) слои заштрихованы, проводящие слои затемнены. Показана четырехконтактная схема измерений электросопротивления. б) Схема зонной структуры  $n$ - и  $p$ -ФМПП (энергии дна зоны проводимости  $E_C$ , валентной зоны  $E_V$ , уровней Ферми  $E_F$ , контактной разности потенциалов  $U_c$ ) при изменении температуры и магнитного поля.

магнитно-транспортные исследования двух типов образцов  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  (см. таблицу). Из крупного монокристалла были вырезаны и отполированы параллелепипеды размером  $4 \times 1 \times (0.6-0.2)$  mm. Известно [24], что транспортные свойства нелегированных монокристаллов  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  обусловлены скорее нестехиометрией состава по Hg и Se, нежели наличием неконтролируемой примеси. Вакансии ртути являются акцепторами, а вакансии селена — донорами. As grown монокристаллы  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  являются компенсированными полупроводниками  $p$ -типа. При отжиге в парах ртути происходит изменение типа проводимости за счет изменений вакансий Hg [17].

Часть образцов отжигалась кратковременно (около 30 min) в запаянных ампулах при избыточном давлении паров ртути (от 0.5 до 10 atm) при фиксированной температуре  $500^\circ\text{C}$ , после чего они охлаждались при комнатной температуре. При этих условиях изменения вакансий ртути происходили примерно на одинаковой толщине, но концентрация доноров была различной. Оценки и некоторые дополнительные эксперименты показывают, что в результате на поверхности образуется проводящий слой  $n$ - $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  толщиной 10–20  $\mu\text{m}$ . Другие образцы отжигались длительно (около 100 h при давлении паров Hg 2–0.5 atm) и  $T = 500^\circ\text{C}$  для достижения однородности.

На рис. 4 приведены температурные зависимости  $\rho_m$  и MR неоднородных (кратковременно отожженных) образцов. Электросопротивление образцов № 5–9 в парамагнитной области температур слабо возрастает с понижением температуры, а ниже  $T \approx 120-130$  K имеет металлический характер, что свидетельствует об электронном типе проводимости поверхностного слоя [20,24]. Измерения знака термоэдс при 77 K подтверждают этот вывод. Максимальное уменьшение электросопротивления в магнитном поле ( $\rho(H=0)/\rho(H) \approx 25$  и  $\approx 200$  в поле 1.5 и 9 T соответственно) обнаружено в образце № 6, отожженном при давлении паров ртути 1 atm. Значение MR уменьшается как при уменьшении, так и при увеличении давления ртути от этой величины. На более тонких образцах (0.2–0.3 mm), отожженных при 1–1.5 atm Hg [19], обнаружили существенно меньшие значения MR (№ 9 на рис. 4). В образцах № 4 и 8, отожженных при 10 atm Hg, получены почти одинаковые и невысокие значения MR (рис. 2 и 4) независимо от длительности отжига. Значение MR тем больше, чем больше изменяется электросопротивление вблизи температуры перехода полупроводник–металл. Высокие значения MR достигаются за счет сдвига температуры перехода в сторону высоких температур в магнитном



**Рис. 4.** Температурные зависимости средних значений электросопротивления  $\rho_m$  и магнитосопротивления  $MR = \rho_m(H=0)/\rho_m(H)$  кратковременно отожженных образцов № 5–9. Числа около кривых — значения магнитного поля (в Т). На вставке — схема измерения  $\rho$  образцов. Светлые участки — отожженные в ртути слои.

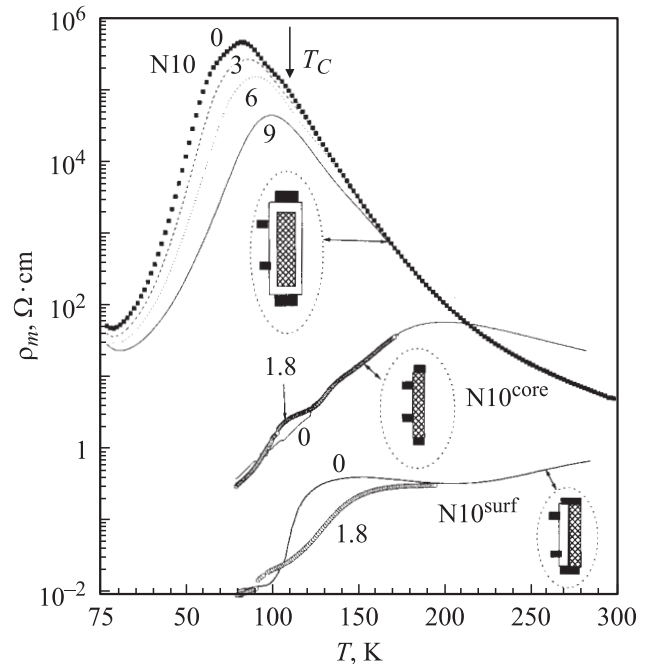
поле (рис. 4), как и халькогенидах европия и хромхалькогенидных шпинелях [6,7,21].

При удалении  $60\ \mu\text{m}$  поверхностных слоев образца № 6, отожженного при 1 atm, электросопротивление его изменилось почти до значений неотожженного образца № 1,  $p$ -тип проводимости, монотонный рост  $\rho$  с температурой и невысокие значения MR сохранились. Небольшие различия  $\rho$  при низких температурах могут объясняться изменениями вакансий Hg и Se внутри образца.

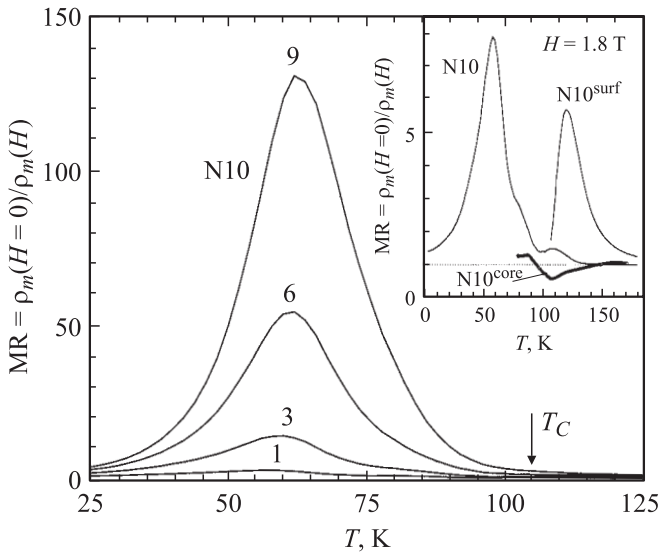
Характер изменения  $\rho(T)$  и  $MR(T)$  образцов, длительно отожженных при 1 и 2 atm Hg, несущественно отличаются от  $\rho(T)$  и  $MR(T)$  образца № 4, отожженного

при 10 atm Hg. Они являются полупроводниками  $n$ -типа с металлическим характером проводимости, имеют более высокие (примерно в 3–5 раз) значения  $\rho(T)$  и приблизительно такие же невысокие значения  $MR(T)$  по сравнению с образцом № 4. Эти результаты показывают, что при кратковременном отжиге на поверхности образуются  $n$ -слои с разной концентрацией носителей тока (в зависимости от давления Hg).

Совершенно другой характер имеют  $\rho(T)$  и  $MR(T)$  образца № 10, длительно отожженного при 0.5 atm Hg (рис. 5 и 6). Температурная зависимость электросопротивления образца № 10 приблизительно похожа на аналогичную зависимость *as grown* образца № 3, и в парамагнитной области она может быть приблизительно описана некоторой энергией активации  $\Delta E_p$ , как и  $\rho(T)$  образца № 3. Образец № 10 ниже 80 K испытывает переход типа полупроводник–металл, и его сопротивление уменьшается почти на четыре порядка. Он показывает высокие значения  $\rho(H=0)/\rho(H)$ , как и образец № 3: электросопротивление его уменьшается в 140 раз в поле 9 Т. Пик MR наблюдается при  $T \approx 70\ \text{K}$ , существенно ниже  $T_c$  (рис. 6). Вблизи  $T = 105\ \text{K} \approx T_c$  наблюдается второй пик MR, заметный в малых полях и скрытый в больших полях (№ 10, вставка к рис. 6). Увеличение MR в магнитном поле происходит также за счет подавления пика  $\rho(T)$  и сдвига его в сторону высоких температур, как и в других ФМПП [6,8,21].



**Рис. 5.** Температурные зависимости средних значений электросопротивления длительно отожженного образца № 10, его поверхностного слоя (№ 10<sup>surf</sup>), его „середины“ (№ 10<sup>core</sup>). Числа около кривых — значения магнитного поля (в Т). На вставках — схемы измерения  $\rho$  образцов. Светлые участки — отожженные в ртути слои.



**Рис. 6.** Температурные зависимости магнитосопротивления образца № 10. Числа около кривых — значения магнитного поля (в Т). На вставке — температурные зависимости магнитосопротивления образца № 10, его поверхностного слоя (№  $10^{\text{surf}}$ ) и его „середины“ (№  $10^{\text{core}}$ ) при  $H = 1.8$  Т.

В  $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ , отожженном в Se, максимум MR также наблюдался при  $T \approx 40\text{--}50$  К [24].

Сюрпризом были исследования  $\rho(T)$  и  $\text{MR}(T)$  в различных сечениях образца № 10. Полагали, что длительно отожженные образцы должны быть однородными. Однако результаты свидетельствуют об их сильной неоднородности. Приповерхностный слой образца № 10 толщиной 0.24 мм (№  $10^{\text{surf}}$  на рис. 6) показывает металлический ход  $\rho(T)$ , а значения его MR в малых полях близки к значениям MR образца № 4 (вставка к рис. 6). Вид  $\rho(T)$  образца №  $10^{\text{surf}}$  не позволяет ожидать высоких MR и в больших полях. Образец №  $10^{\text{core}}$  („середины“ образца толщиной 0.12 мм, полученная из образца №  $10^{\text{surf}}$  удалением 0.12 мм поверхностного  $n$ -слоя) ниже 200 К показывает металлический ход  $\rho(T)$ , электросопротивление его слабо зависит от магнитного поля, вблизи  $T \approx 105$  К оно возрастает (рис. 5 и вставка к рис. 6), как в  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$  [25]. Видно, что температуры максимумов MR различаются на 60 К, а электросопротивление поверхностного слоя на семь-восемь порядков отличается от сопротивления целого образца. Отметим, что подобная неоднородность обнаружена в отожженных в вакууме кристаллах  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  [26]: электросопротивление поверхностного слоя толщиной около 50  $\mu\text{m}$  на четыре-пять порядков меньше сопротивления остальной части образца даже при комнатной температуре.

Переход типа неметалл–металл, высокие значения MR вблизи  $T_C$  (рис. 3) наблюдаются в других магнитных полупроводниках [6–8, 12, 22–28]. Можно было бы предположить, что переход металл–диэлектрик и высокие значения MR обусловлены свойствами поверх-

ностного (однородного) слоя, а вызваны они, например, концентрационными особенностями механизмов электропроводности  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ . Действительно, образец № 10 обладает аномальными транспортными свойствами, но он неоднороден. На длительно отожженных при 1 и 2 atm Hg однородных образцах обнаружены невысокие значения MR. На более тонких образцах (0.2–0.35 мм), отожженных при тех же давлениях 1–1.5 atm Hg [19], мы обнаружили существенно меньшее значение MR (образец № 9, рис. 4) по сравнению с MR на толстых (0.5–0.6 мм) образцах. Эти результаты показывают, что в условиях нашего эксперимента (глубина диффузии ртути, концентрации дырок и электронов, значение  $U_c$ ) толщина  $p$ -слоя, необходимая для компенсации электронов в  $n$ -слое, должна быть более 50–100  $\mu\text{m}$ .

Особенности поведения электро- и магнитосопротивления кратковременно отожженных при разных давлениях Hg образцов (рис. 4) объясняются в рамках предложенной модели изменениями контактной разности потенциалов, концентрации носителей заряда с температурой и магнитным полем в  $p$ - и  $n$ -слоях  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ . Значения электросопротивления однородного образца № 4, отожженного при 10 atm Hg (рис. 1), и неоднородного образца  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ , отожженного при 10 atm Hg (№ 8, рис. 4), малы и отличаются друг от друга незначительно. Вследствие малого значения  $\rho$  (высокой концентрации носителей заряда в  $n$ -слое,  $10^{17}\text{--}10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$  [20, 24]) электроны только из небольшой части  $n$ -слоя переходят в  $p$ -слой, объем проводящей пленки из-за контактных явлений меняется незначительно и соответственно MR мало. С уменьшением давления ртути (соответственно концентрации электронов в  $n$ -слое) MR образцов № 6 и 5 увеличивается.

Исследования образца № 10 показывают (рис. 5 и 6), что он неоднороден. Поверхность и внутренняя части его показывают различные значения и температурные зависимости  $\rho$  и MR. Образец обнаруживает ярко выраженные магниторезистивные свойства и переход типа металл–неметалл, а слои в отдельности не показывают ни того, ни другого.

Результаты не могут быть объяснены рассеяниями носителей заряда на магнитных неоднородностях, так как максимум MR наблюдается при  $T$  на 30–40 К ниже  $T_C$ . Высокое электросопротивление образца при низком электросопротивлении составляющих его слоев, по видимому, может быть достигнуто только за счет рекомбинации дырок и электронов в сравнительно толстых  $p$ - и  $n$ -слоях. В этом случае анализ на основе резкого  $p$ – $n$ -перехода непригоден, он должен быть более сложным: нужно учитывать реальное распределение доноров и акцепторов по образцу и зависимость концентраций носителей заряда от координат [13].

Отметим, что магниторезистивные структуры на основе предложенной модели могут быть созданы и на других магнитных материалах, в которых в магнитном поле меняется концентрация носителей заряда или энергия Ферми. Высокие значения MR, обнаруженные,

например, в  $\text{EuO}$ ,  $\text{EuS}$ ,  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  [6–8,23], могут быть достигнуты и за счет неоднородности этих магнитных полупроводников. Вид их температурных и полевых зависимостей  $\rho(T)$  и  $\text{MR}(T)$  во многом схож с таковыми в неоднородных кристаллах  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ . Выращенные в нестехиометрических условиях (с избытком содержания  $\text{Eu}$ ) монокристаллы  $\text{EuO}$ ,  $\text{EuS}$  испытывают переход неметалл–металл в районе  $T_C$  [6,8], а в выращенных в стехиометрических условиях кристаллах  $\text{EuO}$  этот переход отсутствует [29]. В однородных образцах этих соединений, как и в  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ , обнаружена значительная чувствительность электросопротивления к магнитному полю [6,8,21]. Среди халькогенидов европия отсутствуют полупроводники  $p$ -типа, но обедненные слои могут появиться в  $n^+ - n^-$ -переходах.

Заметим также, что инверсия типа проводимости вблизи  $T_C$  характерна для  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ , предложены разные механизмы [30], однако природа ее неясна. Одним из возможных объяснений инверсии типа проводимости может быть и тривиальная неоднородность образца.

#### 4. Заключение

Обнаружены сильные (более 200 раз) изменения электросопротивления в магнитном поле в неоднородном *as grown* ФМПП  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ . Результаты объясняются возникновением на границе раздела двух полупроводников с разными уровнями Ферми обедненного носителями тока слоя и возможностью управления в ФМПП толщиной этого слоя магнитным полем. Для подтверждения предлагаемой модели созданы магниторезистивные структуры на основе монокристаллов  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ . В зависимости от параметров структур обнаружены более или менее высокие значения  $\text{MR}$ . Исследования электро- и магнитосопротивления различных слоев структуры с ярко выраженными магниторезистивными параметрами показали, что структура состоит из  $n$ - и  $p$ -слоев с невыразительными магниторезистивными свойствами.

#### Список литературы

- [1] A. E. Berkovitz, J.R. Mitchell, M.J. Carey, A.P. Young, S. Zhang, F.E. Spanda, F.T. Parker, A. Hutten, G. Thomas. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3745 (1992).
- [2] J. Xiao, J.S. Jiang, C.L. Chein. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3749 (1992).
- [3] J.I. Gittleman, Y. Goldstein, S. Bozowski. *Phys. Rev. B* **5**, 3609 (1972).
- [4] S.S. Parkin, N. More, K.P. Roche. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
- [5] V.V. Ustinov, N.G. Bebenin, L.N. Pomashev, V.I. Vinin, M.A. Milyaev, A.R. Del, A.V. Semerikov. *Phys. Rev. B* **54**, 15958 (1996).
- [6] Y. Shapira, S. Foner, T.B. Reed. *Phys. Rev. B* **8**, 2299 (1973).
- [7] Y. Shapira, T.B. Reed. *Phys. Rev. B* **5**, 4877 (1972).
- [8] M.R. Oliver, J.O. Dimmock, A.L. McWhorter, T.B. Reed. *Phys. Rev. B* **5**, 1078 (1972).
- [9] H.W. Lehmann. *Phys. Rev.* **163**, 488 (1967).
- [10] T. Kasuya, A. Yanase. *Rev. Mod. Phys.* **40**, 684 (1968).
- [11] J.B. Torrance, M.W. Shafer, T.R. Mc Guire. *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1168 (1972).
- [12] C. Haas, A.M.J.G. Run, P.F. Bongers, W. Albers. *Solid State Commun.* **5**, 657 (1967).
- [13] Р. Смит. *Полупроводники*. Мир, М. (1982). 558 с.
- [14] W. Lehmann, F.P. Emmenegger. *Solid State Commun.* **7**, 965 (1969).
- [15] T. Arai, M. Wakaki, S. Onari, K. Kudo. *J. Phys. Soc. Jap.* **34**, 66 (1973).
- [16] И.К. Больных, Г.Н. Север. *ФТТ* **37**, 570 (1995).
- [17] A. Selmi, P. Gibart, L. Goldstein. *J. Magn. Magn. Mater.* **15–18**, 1285 (1980).
- [18] Н.И. Солин, Л.Д. Фальковская, А.А. Самохвалов. *ФТТ* **36**, 3090 (1994).
- [19] Н.И. Солин, С.В. Наумов. *Письма в ЖЭТФ* **72**, 885 (2000).
- [20] A. Selmi, A. Mauger, M. Heritier. *J. Magn. Magn. Mater.* **66**, 295 (1987).
- [21] Э.Л. Нагаев. *Физика магнитных полупроводников*. Наука, М. (1979). 431 с.
- [22] H.W. Lehmann. *Phys. Rev.* **163**, 488 (1967).
- [23] A. Amith, L. Friedman. *Phys. Rev. B* **2**, 434 (1970).
- [24] L. Goldstein, P. Gibart, A. Seimi. *J. Appl. Phys.* **49**, 1474 (1978).
- [25] K. Minematsu, K. Miyatani, T. Takanashi. *J. Phys. Soc. Jap.* **31**, 123 (1971).
- [26] А.П. Гальдикас. Автореф. докт. дис. Ин-т физики полупроводников, Вильнюс (1991). 32 с.
- [27] К.П. Белов, Л.И. Королева, Л.Н. Товмасын. *ЖЭТФ* **73**, 2309 (1977).
- [28] Н.И. Солин, Н.М. Чеботаев. *ФТТ* **39**, 848 (1997).
- [29] А.А. Самохвалов, С.А. Исмаилов, А.Я. Афанасьев. *ФТТ* **10**, 425 (1968).
- [30] В.Г. Веселаго, К.М. Голант, И.С. Ковалева, И.М. Юрин. *ЖЭТФ* **86**, 1857 (1984).