

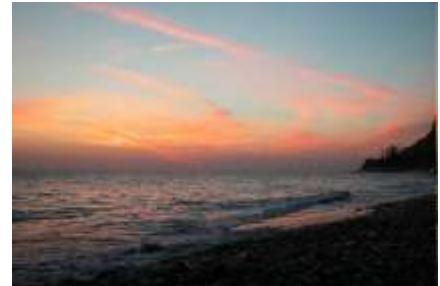
XV Школа - конференция молодых ученых
"Проблемы физики твердого тела и высоких давлений"
г. Сочи, пансионат "Буревестник" 16-26 сентября 2016г.

РАЗДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ ПРОВОДИМОСТИ В МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МАНГАНИТОВ ЛАНТАНА

С.А. Гудин, М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев,
Н.Н. Солин, Н.Н. Гапонцева, Н.А. Угрюмова

Институт физики металлов УрО РАН

г. Екатеринбург



■ *«...приходящие слушать наши мысли в начале и конце года и возвращающиеся назад, могут начальствовать войском; состояние же тех, которые сидят в своей юрте и не слышат мысли, походит на камень, попавший в большую воду или на стрелу, пущенную в тростниковое место: они исчезают.»*

Чингисхан (Темуджин)

Рашид-ад-Дин , “Билик” (сборник изречений Чингисхана)

Институт физики высоких давлений РАН проводит
Х Юбилейную Конференцию молодых ученых
«Проблемы физики твердого тела и высоких давлений».
«Буревестник» 3-е отделение

День приезда 19 сентября, день отъезда 28 сентября 2008г.

Мотивация исследований

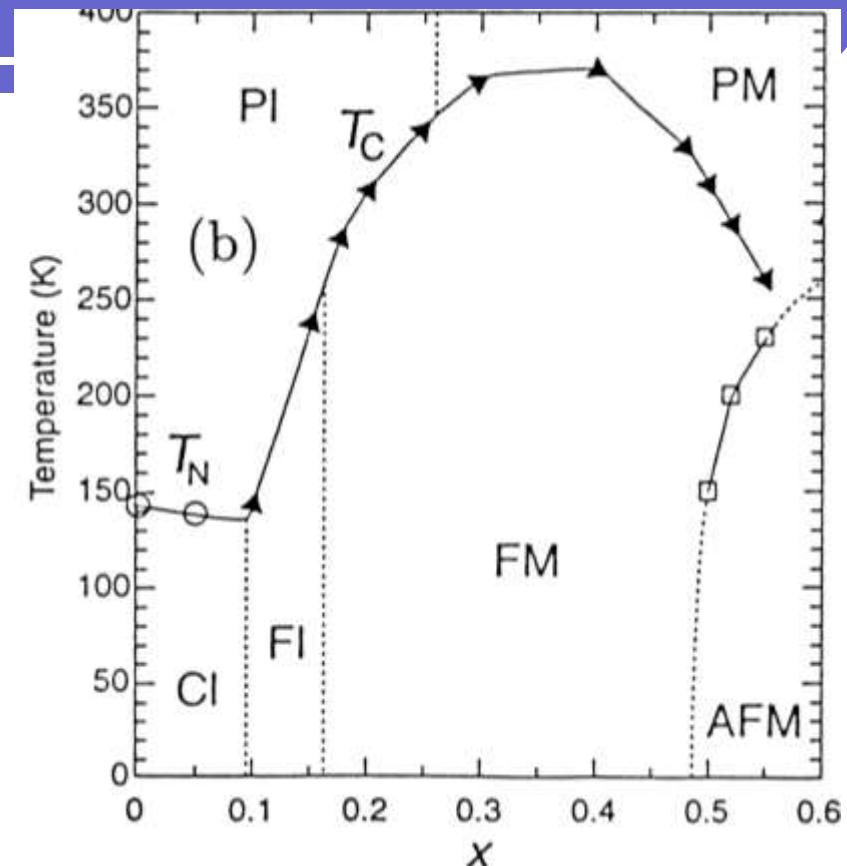
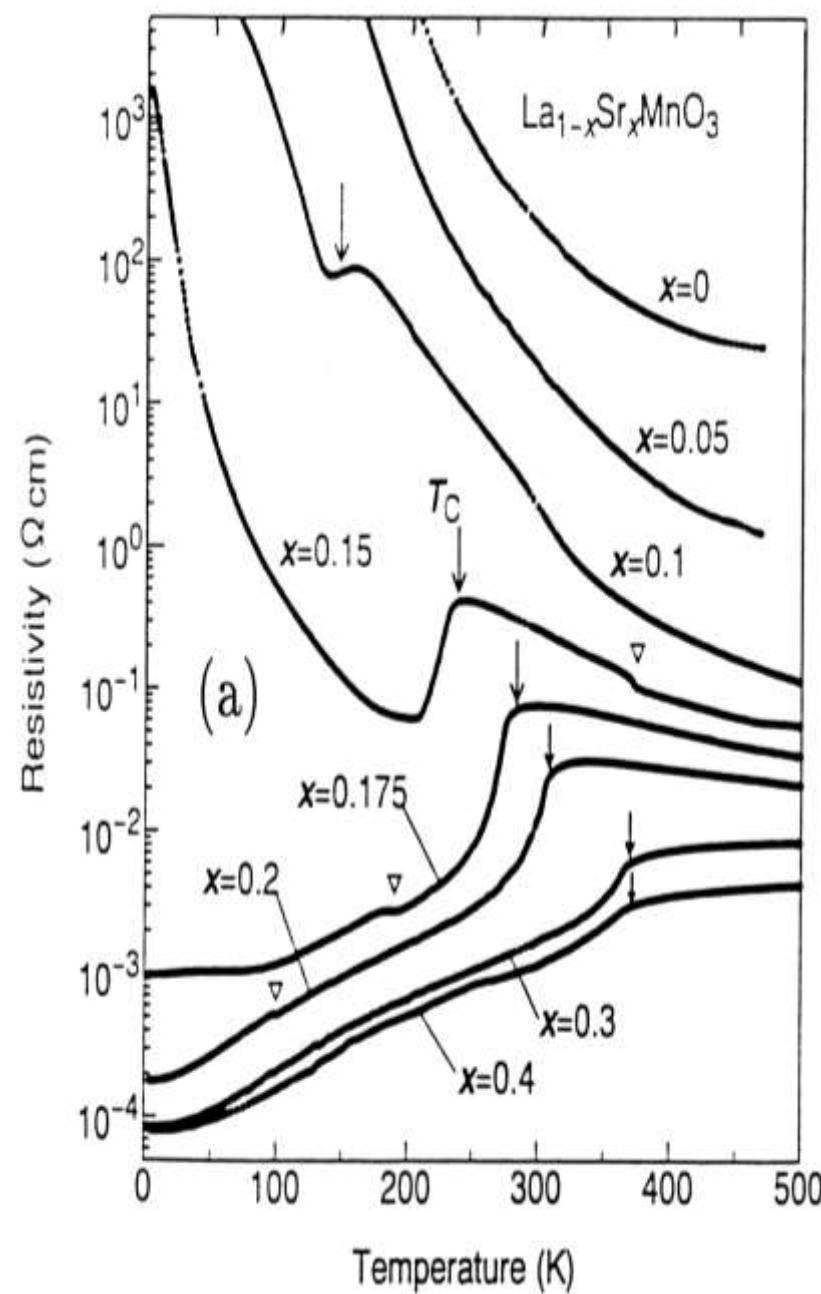
Уникальное свойство мanganитов – магнитосопротивление (МС) является колоссальным (КМС):

$$\rho(H) \quad \Delta\rho/\rho = (\rho(0) - \rho(H))/\rho(H) \approx 10^2 \div 10^4 \quad (1)$$

- электросопротивление в магнитном поле H
КМС наблюдается вблизи температуры Кюри T_c .

$\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ зависимость сопротивления от температуры,

Магнитная фазовая диаграмма

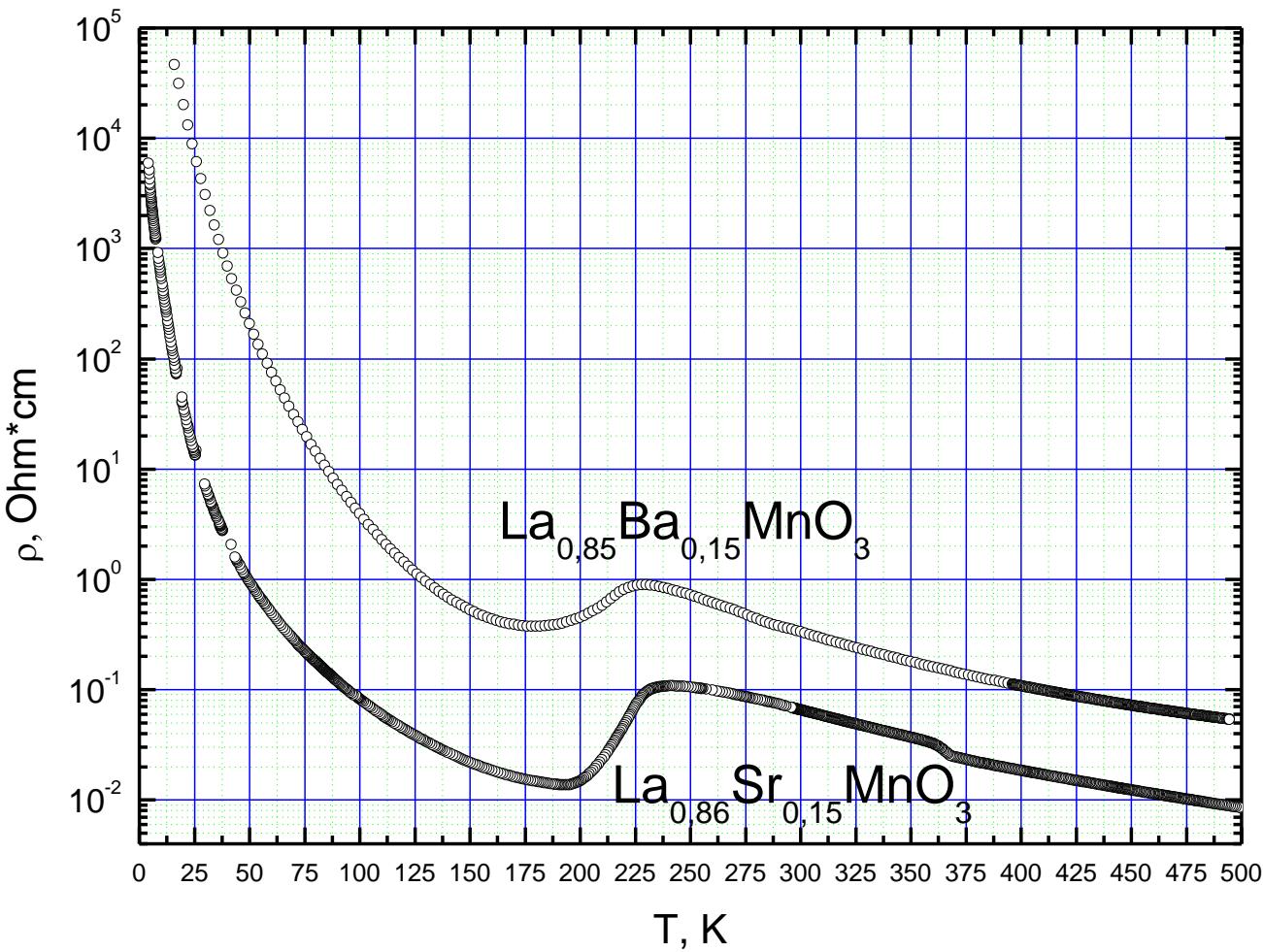


PM, PI, FM, FI, and CI, denote paramagnetic metal, paramagnetic insulator, FM metal, FM insulator, and spin-canted insulator states, respectively.

A. Urushibara *et al.*, *Phys. Rev. B* 51, 14103 (1995).
 See also Tokura *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* 63, 3931 (1994).

- Рассматриваем мanganиты в которых отсутствует переход диэлектрик-металл в области температур фиксации эффекта КМС. Так как такой переход вносит в этих веществах основной вклад в изменение магнитосопротивления, затеняя другие механизмы, приводящие к КМС (магнитное поле влияет на температуру этого перехода). Магнитное поле величиной 100 кЭ энергетически соответствует нагреву системы на 13,4 К.

Выбор составов мanganита для исследований: $\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15}\text{MnO}_3$; $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ - магнитные полупроводники с активационным типом проводимости



В окрестности T_c наблюдается резкий пик сопротивления, который при приложении магнитного поля понижается и сдвигается в сторону более высоких температур.

Электросопротивление носителей тока активационного типа:

$$\rho(T) = \rho(0) \exp(\Delta(T, H) / k_B T) \quad (2)$$

Δ - энергия активации носителей тока, k_B – константа Больцмана.

$$\rho(T, H) = \rho(0) \exp \left[\left(\Delta_0 - 2\mu_B \left| H_e \frac{M(T, H)}{M_0} + H \right| \right) / k_B T \right] \quad (3)$$

$M(T, H)$, Δ_0 - намагниченность, энергия активации носителей тока без

учета спинового расщепления,

μ_B - магнетон Бора,

H_e - эффективное поле обменного подмагничивания носителей тока,

M_0 – намагниченность насыщения при $T=0$

C.B. Вонсовский, Магнетизм, Наука, Москва (1971)

Магнитосопротивление в однородном веществе

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{(\rho(0) - \rho(H))}{\rho(H)}$$
$$\rho(T, H) = \rho(M(T, H), H) \quad (4)$$

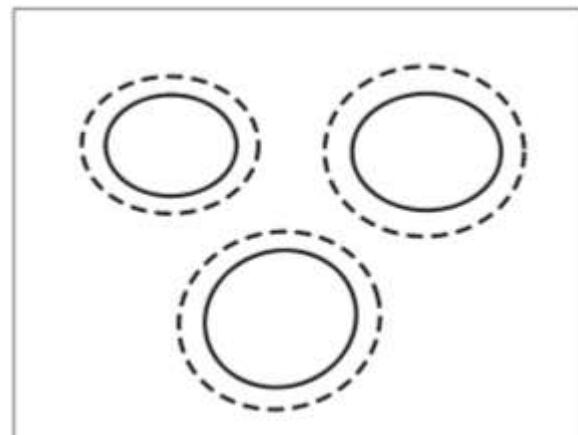
$$M(T, H) = M(T) + \chi(T)H \quad (5)$$

$$\chi(T) = C / (T - T_c) \quad (6) \text{ Особенность Кюри-Вейсса}$$

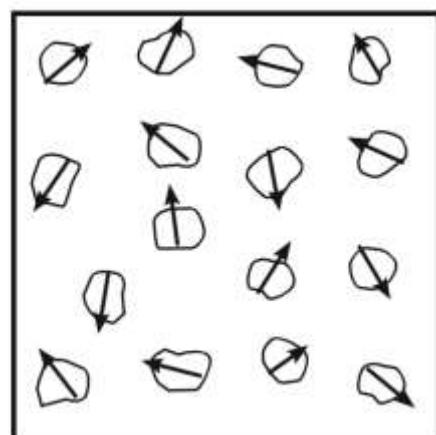
При $T \approx T_c$ следует ожидать максимума «магнитного» механизма МС.

Задача: деление наблюдаемого МС на три составляющие от трех механизмов.

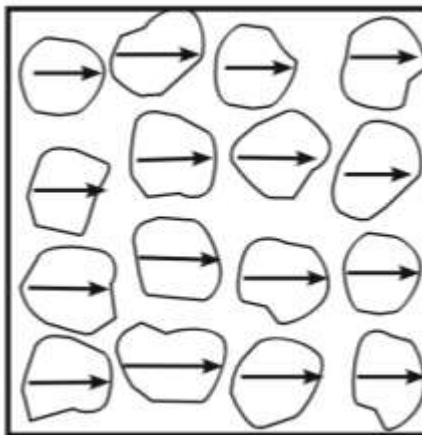
Механизмы магнитосопротивления (МС), обусловленные фазовым расслоением



«Размерный» механизм МС
сплошные линии – $H=0$,
пунктирные линии – $H \neq 0$



$$H = 0$$

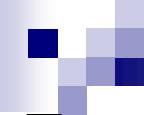


$$H \geq H_{sat}$$

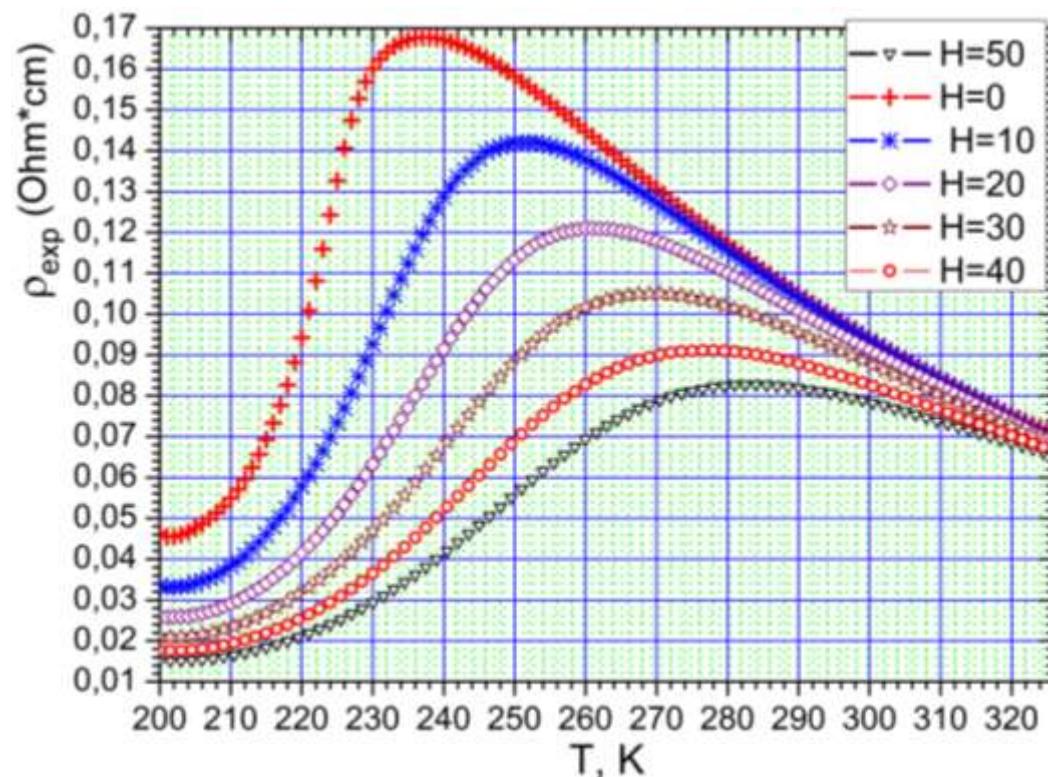
«Ориентационный»
механизм МС

$$\Delta\rho / \rho \approx 1$$

Основная цель этой работы – резистивные исследования мanganита $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ с целью оценки влияния различных механизмов на формирование МС: s-d механизма с учетом особенностей Кюри-Вейсса, механизма ГМС и шунтирования высокоомных объемов вещества низкоомными.



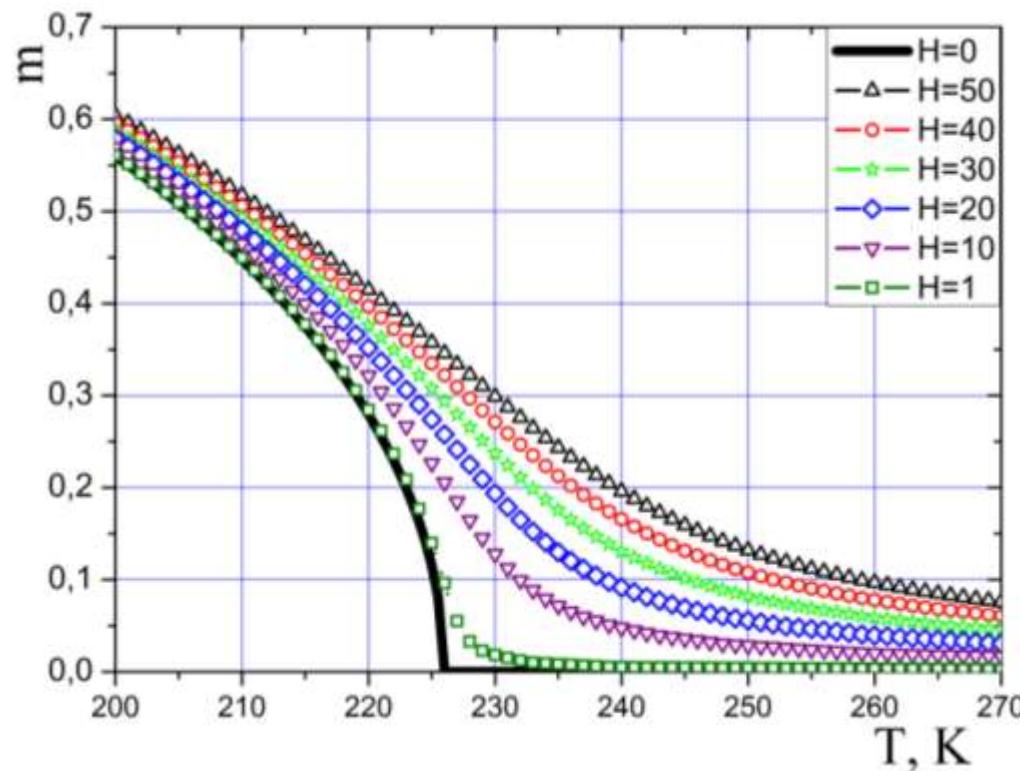
Для монокристаллического образца $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ (образец - цилиндр, \mathbf{H} – вдоль оси цилиндра, масса = 578,8 мГ) в магнитных полях были проведены измерения электросопротивления $H = 0, 10, 20, 30, 50$ кЭ в зависимости от температуры T от 200 до 310 К. Измерения проводились на установке PPMS-9 фирмы Quantum Design (USA).



Анализ этих кривых удобно начать с выделения тех их частей, которые определяются s-d механизмом МС. Для этого были построены кривые сопротивлений по формуле (7).

Намагниченность $m(T, H) = M(T, H)/M_0$ бралась из решения уравнения для $M(T, H)$ в приближении молекулярного поля Вейсса [16]. Это уравнение имеет наиболее простой вид для атомного спина $s=1/2$ [16]:

$$m(T, H) = th \left\{ \frac{T_c m(T, H) + (\mu_B / k_B) H}{T} \right\}. \quad (7)$$



Расчетные зависимости $m(T, H)$ для значений поля $H=0, 10$ кОе, 20 кОе, 30 кОе, 40 кОе и 50 кОе при $T_c=226$ К.

$$\rho(T, H) = \rho_0 \exp \left[\frac{T_0 - T_m \frac{M(T, H)}{M_0} - \frac{2\mu_B}{k_B} H}{T} \right] \quad (8)$$

$$T_0 = \Delta_0 / k_B = 975 \text{ K}; \quad T_M = \mu_B H_E / k_B = 445 \text{ K}; \quad \rho_0 = 0,0032 \text{ } \Omega \text{m}^* \text{cm}$$

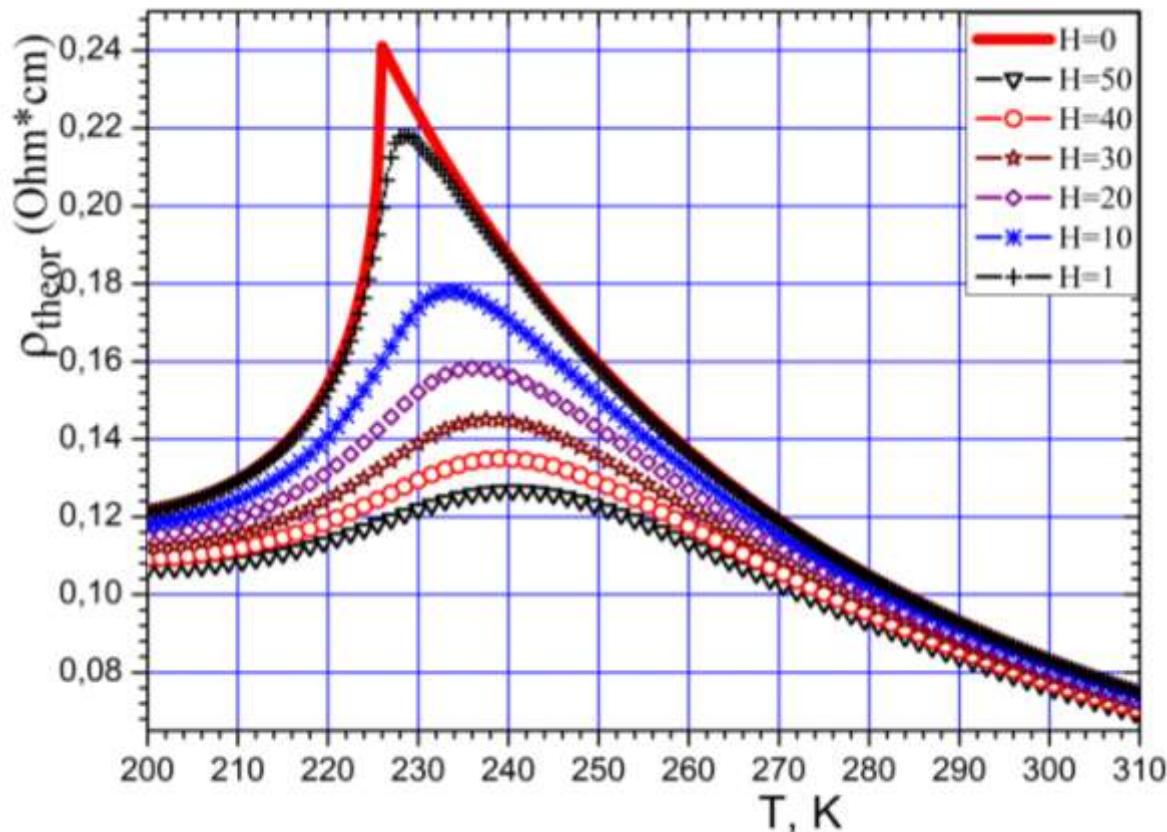
Параметр T_0 определялся по участку кривой $\rho(T, 0)$ в интервале температур $260 \text{ K} < T < 360 \text{ K}$, на котором $M(T, 0) = 0$.

Параметр T_M определялся из условия минимума функции $\rho(T, 0)$ при $T = T_{\min} = 200 \text{ K}$.

$$T_M = T_0 \left[m(T_{\min}) - \frac{2(T_c - T_{\min})}{T_{\min} \operatorname{sh}(2T_c m(T_{\min}) / T_{\min})} \right] \quad (9)$$

$$T_c = 226 \text{ K}.$$

Расчетные кривые сопротивлений построенные по формуле (7) с использованием кривых $m(T,H)$ и подгоночных параметров (17) для полей $H=0, 1, 10, 20, 30, 40, 50$ кОе.



Расчетные кривые качественно похожи на экспериментальные кривые. Однако имеются значительные количественные различия, которые мы связываем со структурными и магнитными неоднородностями.

расширение понятия магнитосопротивления

Вместо анализа магнитосопротивления т.е. анализа изменения сопротивления в магнитном поле H , относительно сопротивления в нулевом магнитном поле,

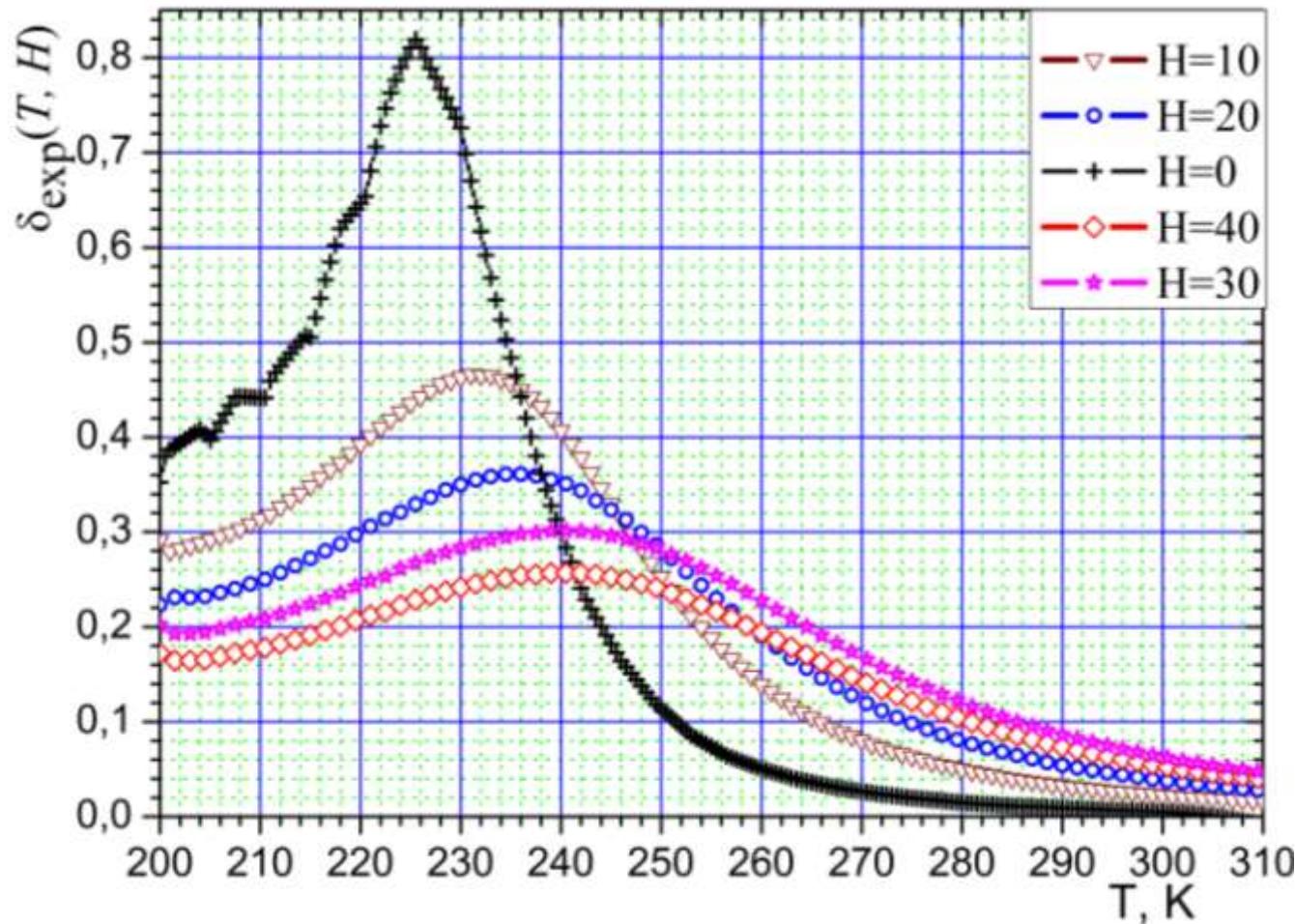
$$\delta(H) = \Delta\rho / \rho = \frac{|\rho(0) - \rho(H)|}{\rho(H)}$$

предложено проводить анализ изменения сопротивления в магнитном поле
, относительно сопротивления в магнитном поле H

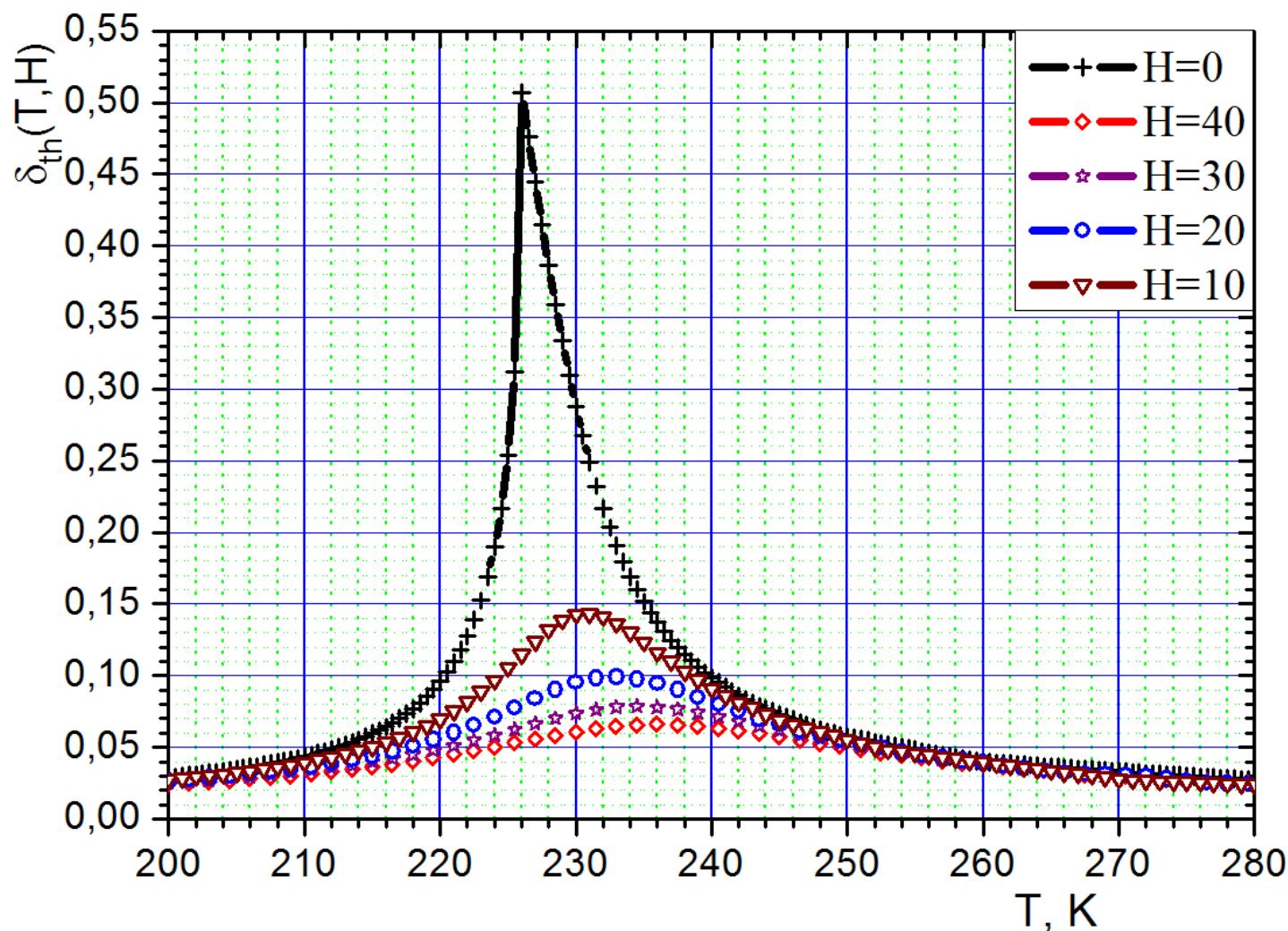
$$\delta(T, H) = \frac{\rho(T, H) - \rho(T, H + \Delta H)}{\rho(T, H + \Delta H)}, \quad \Delta H = H_{sat} = 10k\mathcal{E}$$

Кривые для экспериментальной $\delta_{\text{exp}}(T, H)$

$$\delta(T, H) = \frac{\rho(T, H) - \rho(T, H + \Delta H)}{\rho(T, H + \Delta H)}, \quad \Delta H = 10 \text{ кЭ}$$



Кривые для $\delta_{th}(T, H)$



$$\delta(T, H) = \delta_m(T, H) + \delta_r(T, H) + \delta_{or}(T, H) \quad (11)$$

$\delta_r(T_{\max}, H)$ – размерный, $\delta_m(T_{\max}, H)$ – магнитный,

$\delta_{or}(T_{\max}, H)$ – ориентационный

при $H > 10kOe$: 1) $\delta_r(T, H) = \delta(T, H) - \delta_m(T, H)$

при $H < 10kOe$:

2) определяем $\delta_r(T_{\max}, 0)$

3) определяем $\delta_{or}(T_{\max}, 0) = \delta(T_{\max}, 0) - \delta_r(T_{\max}, 0) - \delta_m(T_{\max}, 0)$

при $H > 10kOe$:

$$0.87 < \frac{\delta_r(T_{\max}, H)}{\delta_{\exp}(T_{\max}, H)} < 0.91; \quad 0.13 > \frac{\delta_m(T_{\max}, H)}{\delta_{\exp}(T_{\max}, H)} > 0.09. \quad (13)$$

при $H < 10kOe$:

$$0.46 < \frac{\delta_r(T_{\max}, H)}{\delta_{\exp}(T_{\max}, H)} < 0.49; \quad 0.21 < \frac{\delta_m(T_{\max}, H)}{\delta_{\exp}(T_{\max}, H)} < 0.31; \quad 0.33 > \frac{\delta_{or}(T_{\max}, H)}{\delta_{\exp}(T_{\max}, H)} > 0.2. \quad (14)$$

Предложен метод оценки эффективности следующих механизмов магнитосопротивления мanganитов лантана:

механизма обменного подмагничивания спинов носителей тока спинами носителей магнитного момента (s-d механизм);

механизма шунтирования высокоомных областей вещества низкоомными, включая эффект протекания;

механизм возрастания электросопротивления ферромагнитных областей при разориентировании их магнитных моментов.

М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев и др. ФТТ 53, 896 (2013).

М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев и др. ЖЭТФ 143, 948 (2013).

С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева, Э.А. Нейфельд и др. Изв. РАН. Сер. физ. 78, 1142 (2014).

С.А. Гудин, М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд и др. ЖЭТФ 148 (5), 1005 (2015).

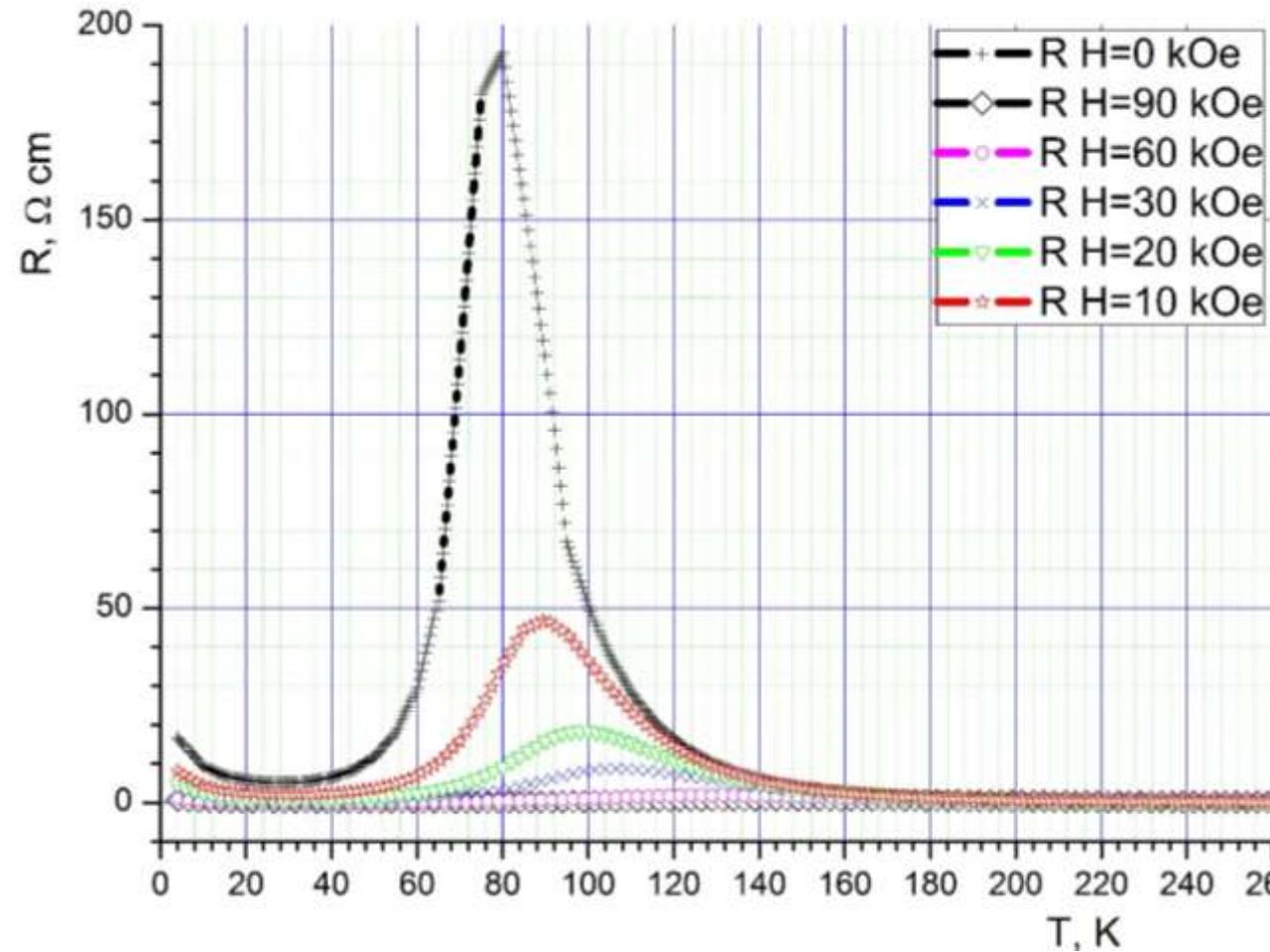
Дополнение *S.A. Gudin, M.I. Kurkin, N.I. Solin (not published)*

Предложенный метод может быть обобщен для анализа мanganитов, в которых существует переход диэлектрик-металл.

Мы исследовали слоистый мanganит $\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ с переходом металл - диэлектрик .

электросопротивление $\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ в зависимости от температуры T при значениях поля H : 0 кОе, 10 кОе, 20 кОе, 30 кОе, 60 кОе, 90 кОе

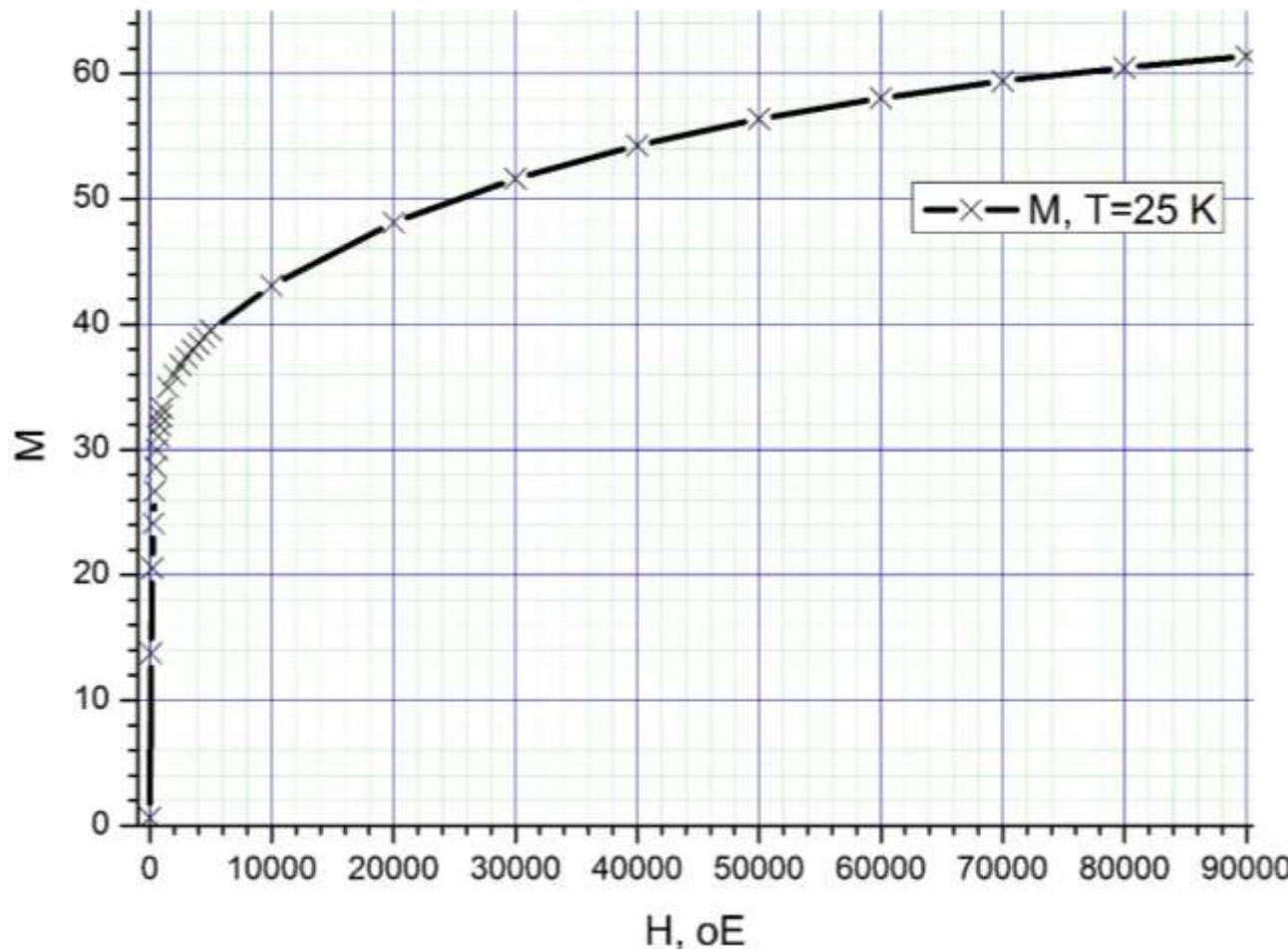
$$T_c \approx 108 \text{ K}$$



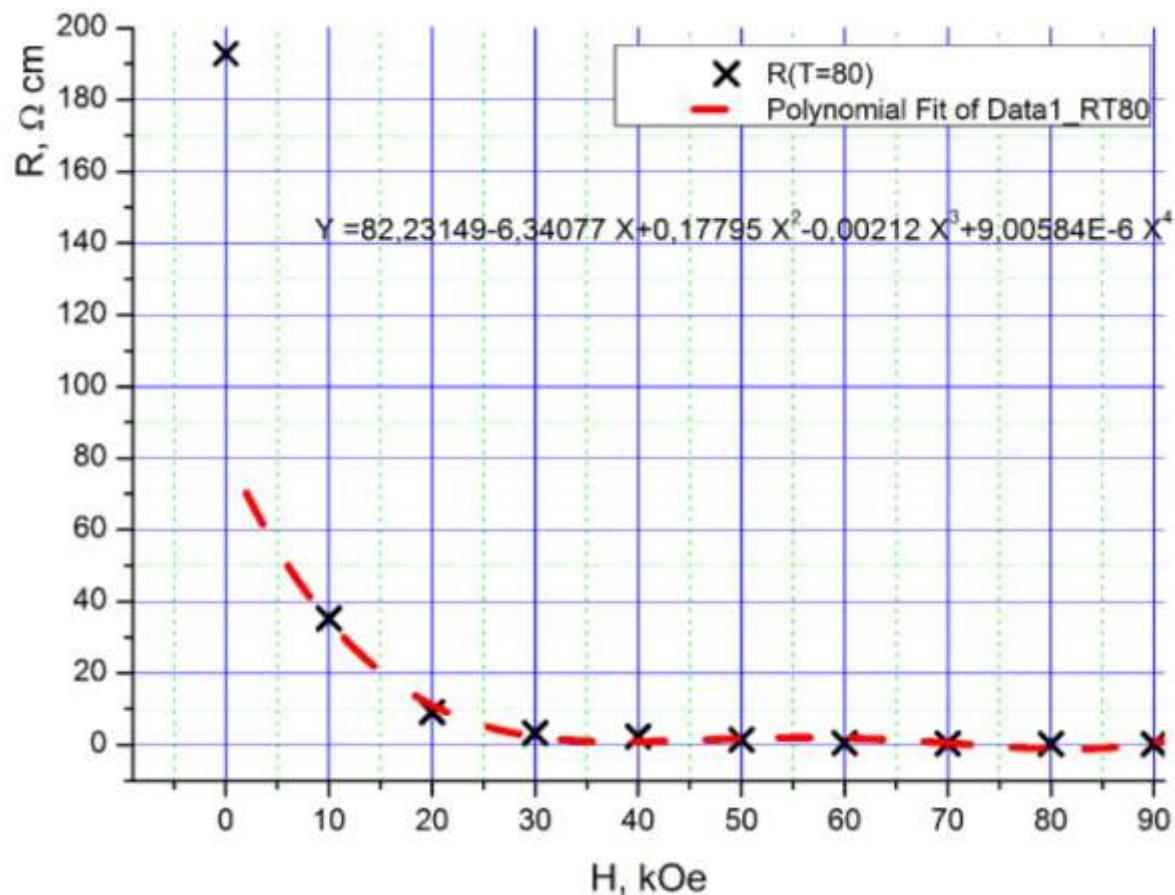
электросопротивление вблизи T_c уменьшается в магнитном поле более чем в 10^3 раз

кривая намагничивания манганита

$\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ при $T=25$ К



Значения $R(H)$ для $\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ измеренные при температуре $T=80$ К - точки на графике, сплошной линией представлена кривая, описывающая зависимость электросопротивления R от H при $H \geq 10$ кОе.



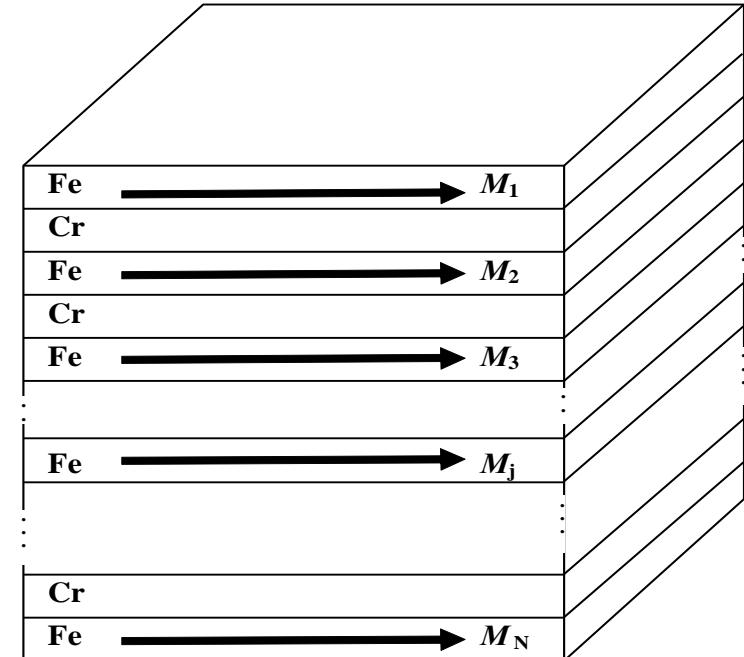
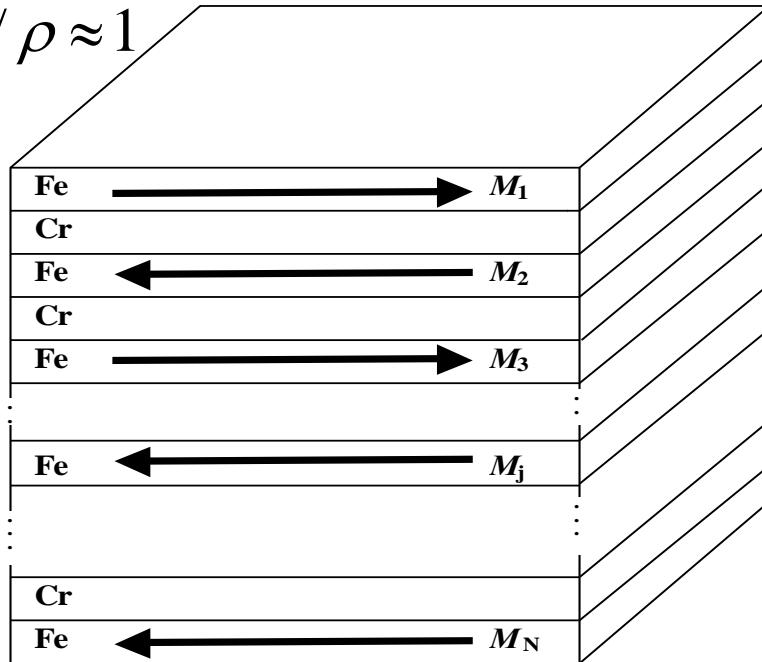
Используя предложенный метод разделения вкладов в МС $\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ от различных механизмов проводимости и считая, что «магнитный» механизм проводимости вносит несущественный вклад для $T = 80$ К было получено:

- 1) $H \ll H_s$ «размерный» механизм МС имеет значение 43% от результирующего МС, «ориентационной» механизм проводимости имеет значение 57% от результирующего МС
- 2) С ростом величины магнитного поля вклад от «ориентационного» механизма уменьшается, а при $H > H_s$ «размерный» механизм проводимости вносит основной вклад в магнитосопротивление.

Спасибо за внимание!

Гигантское магнитосопротивление в магнитных металлических мультислоях. Роль наномасштабного расслоения на ферро- и неферромагнитную фазы.

$$\Delta\rho / \rho \approx 1$$

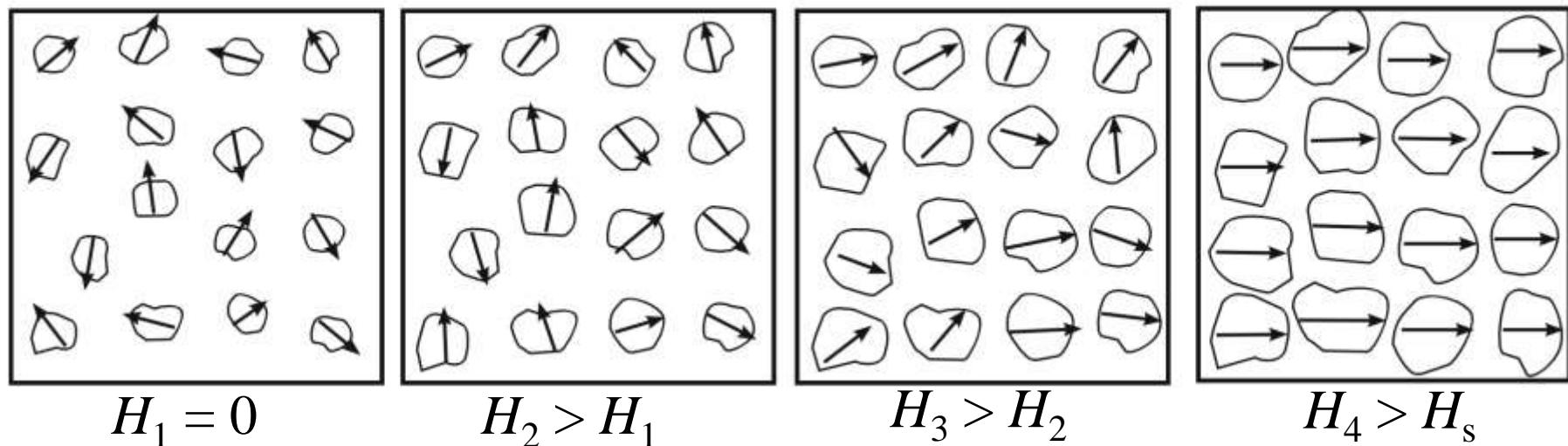


Условие существования ГМС: толщина прослоек хрома $h < l_s$
 l_s – длина пробега электрона с сохранением ориентации спина

ГМС предполагает расслоение на ферро- и неферромагнитную фазы
нанометрового масштаба.

1. Полученные данные для манганита $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$
согласуются с существующими представлениями об

Механизм ГМС. Роль наномасштабного расслоения на ферро- и неферромагнитную фазы.



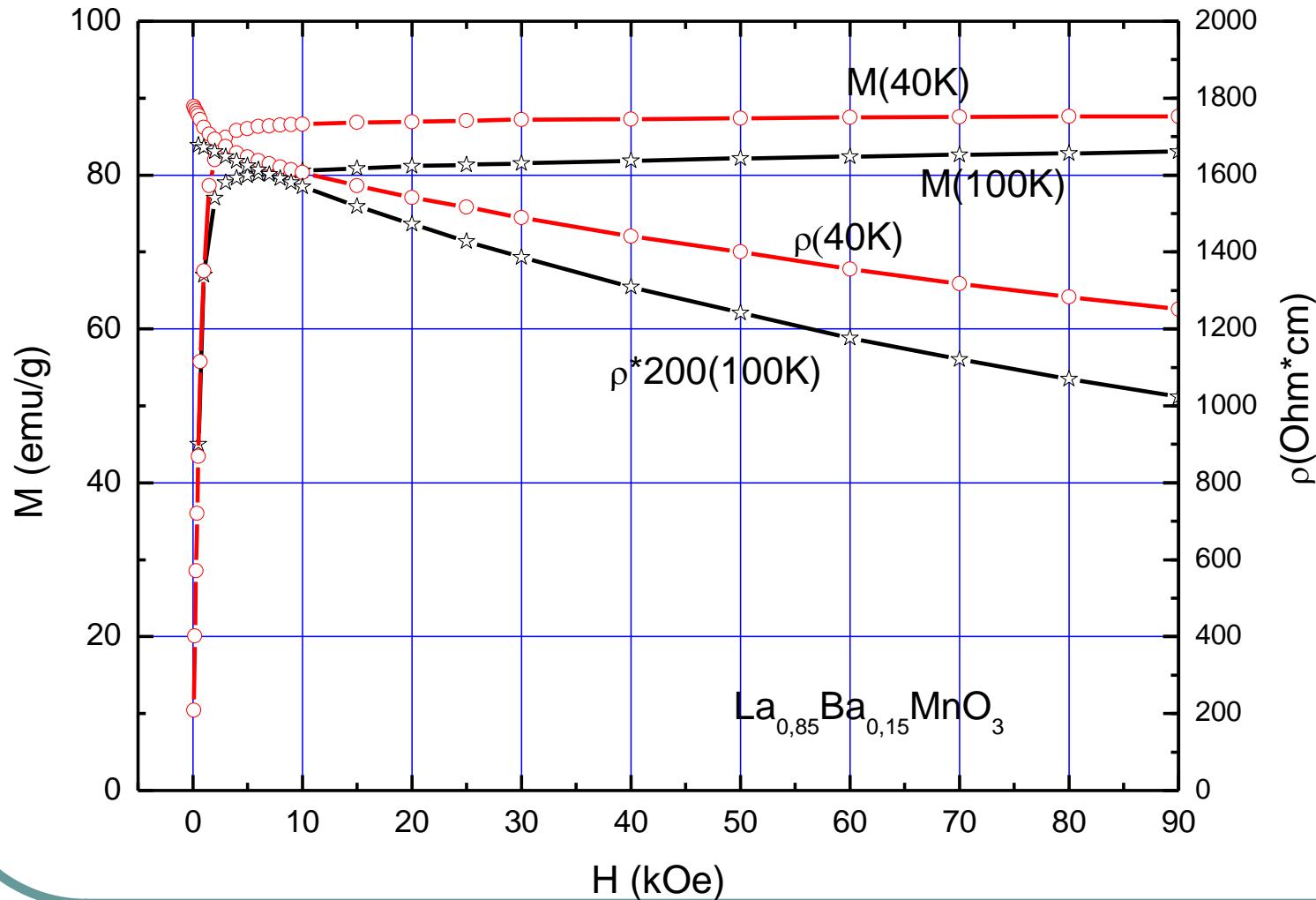
Разупорядочению ферромагнитных областей из-за магнитодипольного взаимодействия препятствует внешнее магнитное поле. Механизм ГМС обусловлен фазовым расслоением на ферромагнитные и парамагнитные области в неоднородном материале за счет разброса значений T_c по образцу:

$$\bar{T}_c - \delta T < T_c < \bar{T}_c + \delta T \quad (13)$$

\bar{T}_c - среднее значение T_c по объему образца,

$\delta T = \Delta T \approx 10K$ - полуширина распределения значений T_c .

Экспериментальные данные для $\rho(T,H)$ и $M(T,H)$



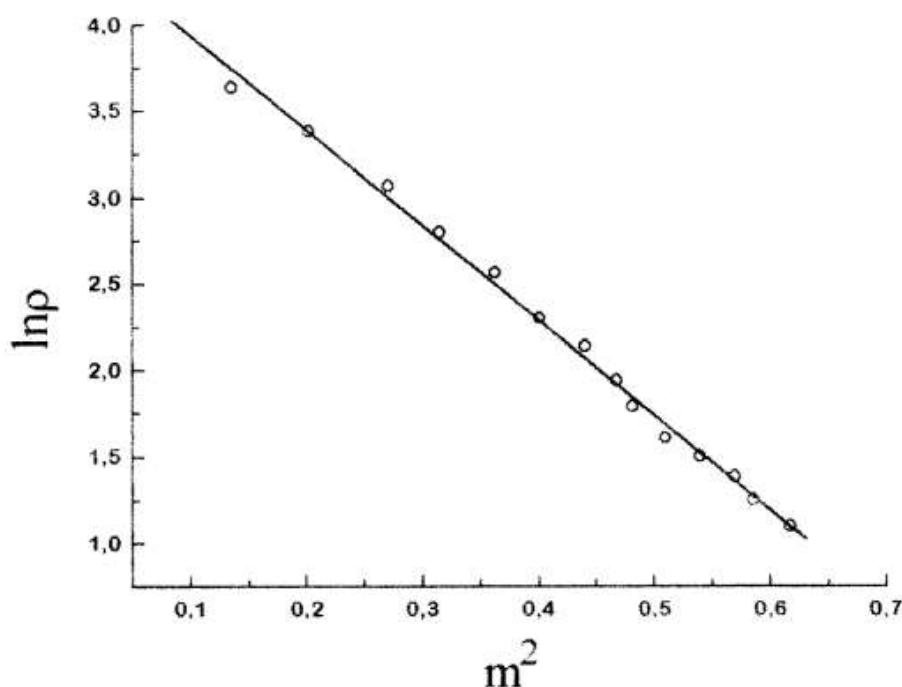
Значения $\chi(T)$, полученные из обработки данных измерений $\rho(T,H)$ и $M(T,H)$ без использования подгоночных параметров

$$(\chi(100) / \chi(40))_{\rho} = 2.79 \pm 0.06 \quad (14)$$

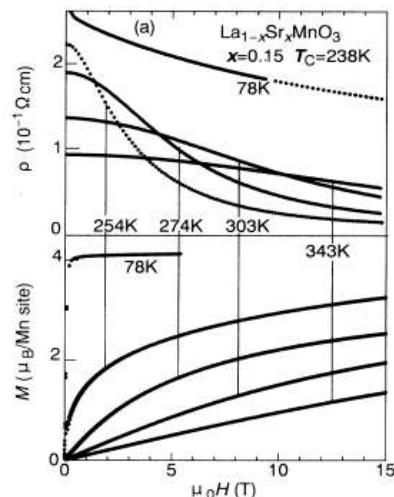
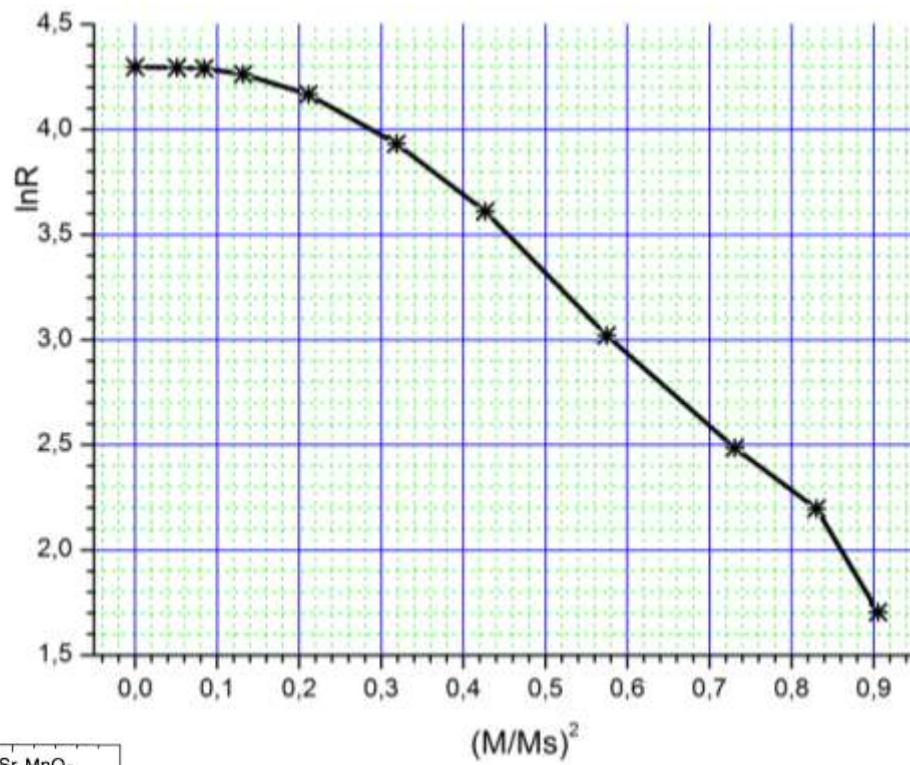
$$(\chi(100) / \chi(40))_M = 2.80 \pm 0.04 \quad (15)$$

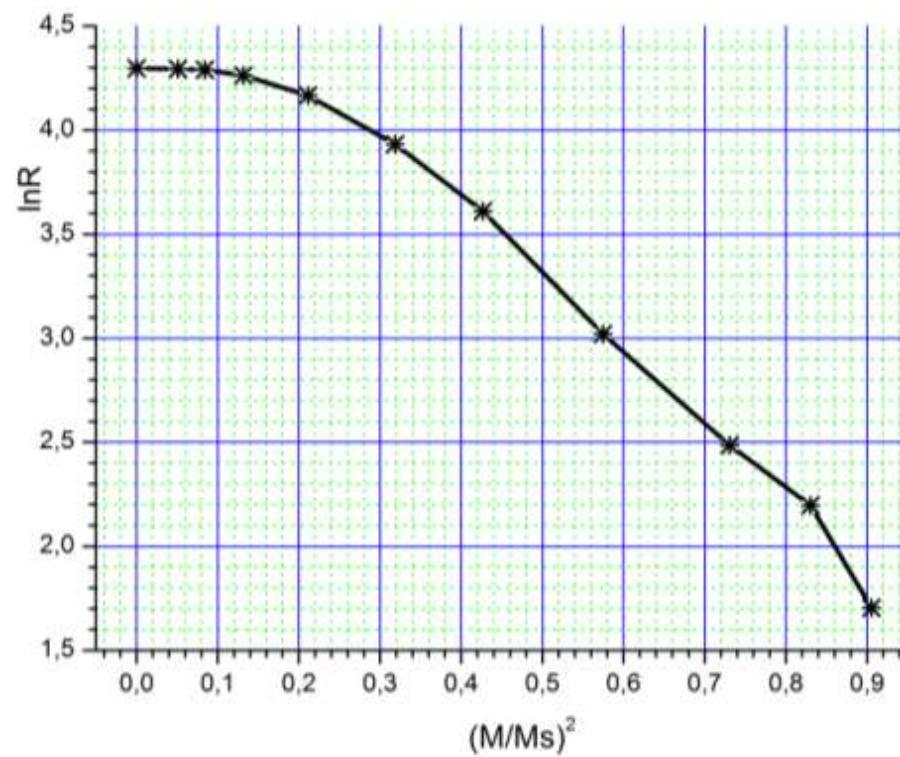
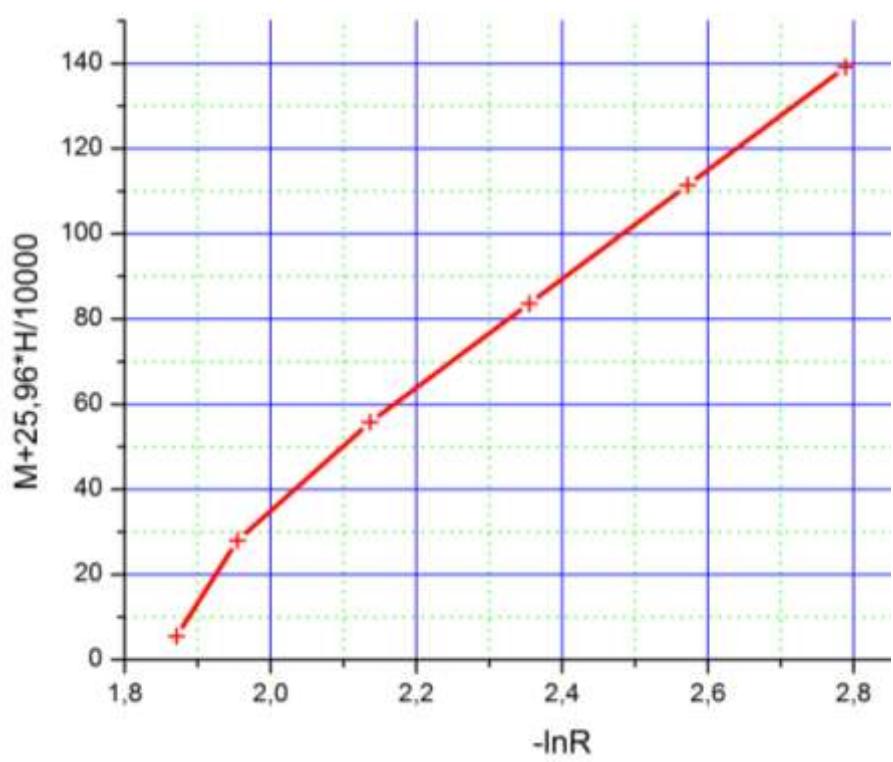
Из (14)-(15) следует, что по магнитосопротивлению при $T < (T_C - 100)$ манганиты не отличаются от других веществ. Зависимость сопротивления хорошо описывается вдали от температуры Кюри стандартной для ферромагнетиков *s-d* моделью.

Следовательно, эти вещества ничем не выделены по сравнению с другими ферромагнетиками, так что проблему КМС не следует связывать с какими-то особенностями электронного спектра. Можно ожидать, что КМС и другие аномалии МС манганитов обусловлены особенностями их магнитных свойств вблизи T_C , включая структурные и магнитные неоднородности.



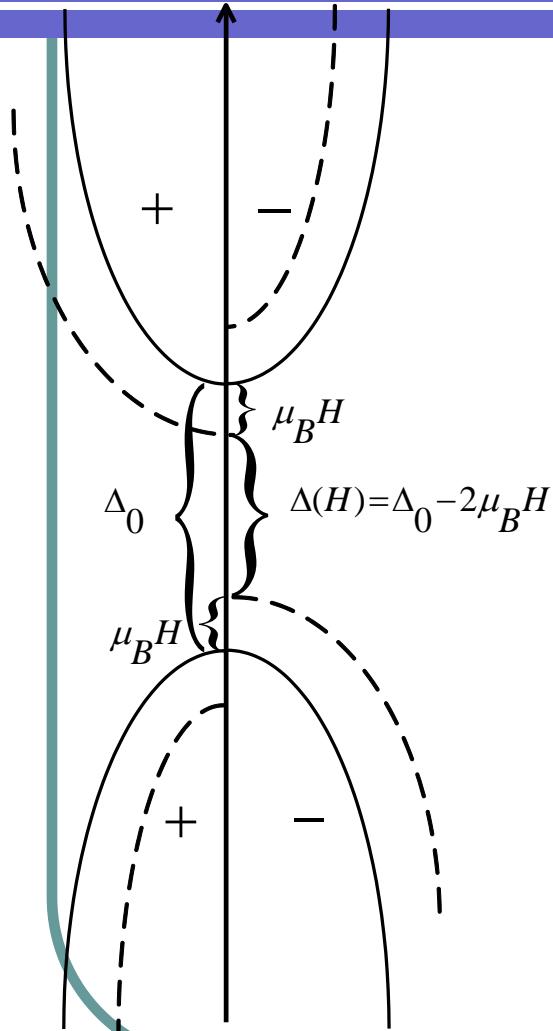
$T=254\text{ K}$





$T=254 K$

1.2 Спиновый механизм МС



Спиновый механизм МС обусловлен расщеплением в электронном спектре по спиновому квантовому числу s в поле H [11]:

$$\Delta E_s(H) = \mu_B H, \quad (8)$$

μ_B - магнетон Бора. Этот механизм наиболее эффективен в веществах с термоактивированными переносчиками заряда [12]. Увеличение их числа за счет расщепления (3) соответствует величине

$$(\Delta\rho/\rho)_s = 2\mu_B H / k_B T, \quad (9)$$

Значение МС при $H=1$ кОе и $T=300$ К $10^{-3} - 10^{-4}$.

[11] D.C. Mattis. *The Theory of Magnetism* (World Scientific Publishing Co, 2006).

[12] B.A. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, Москва, Мир, 1983.

Механизмы усиления ГМС в манганитах по сравнению с ГМС в мультислоях:

- 1. Магнитные неоднородности в мультислоях являются одномерными с выделенной осью вдоль направления нормали к поверхности пленки, в отличие от трехмерных магнитных неоднородностей в объемных манганитах.

Трехмерность неоднородностей обеспечивает шунтирование высокоомных областей образца, что способствует уменьшению его электросопротивления.

- 2. Падение электросопротивления особенно сильно проявляется вблизи так называемого порога протекания, когда концентрация низкоомных участков образца достигает критического значения.

Механизм КМС, основанный на эффекте протекания

Эффект протекания, возникает при нанорасслоении вещества на металлическую и диэлектрическую фазы с критическим значением концентрации металлической фазы $c=c_{cr}$.

Величина c_{cr} определяется условиями: при $c < c_{cr}$ – вещество является непроводящим, а при $c > c_{cr}$ – проводящим. Эффект КМС возникает, если размер металлических включений зависит от магнитного поля H . В этом случае может реализоваться состояние, в котором концентрация $c < c_{cr}$ при $H=0$ и $c > c_{cr}$ при $H>0$. Возникающий при этом скачок сопротивления может обеспечить неравенство $\Delta\rho/\rho \gg 1$ даже при конечном значении в диэлектрической фазе.

- Хотя первые данные с измерениями сопротивления как функции температуры в магнитном поле в мanganитах были опубликованы более 60 лет назад [1], осознание в 90-х годах факта, что в этих веществах магнитосопротивление может превышать в десятки раз гигантское магнитосопротивление (ГМС) [2] привело к бурному росту работ посвященных исследованиям магнитосопротивления мanganитов, названому колоссальным (КМС) [3].
- [1] *J. Volger, Physica 20, 49 (1954)*
- [2] *R. M. Kusters et al., Physica (Amsterdam) 155B, 362 (1989), R. von Helmolt et al., Phys. Rev. Lett. 71, 2331 (1993), H. Ju et al., Appl. Phys. Lett. 65, 2108 (1994)*
- [3] *S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack, R. A. Fastnacht, R. Ramesh, and L. H. Chen, Science 264, 413 (1994)*

H_{ex} - обменное поле, создаваемое носителями магнитного момента $M(T, H)$

$$H_{ex} = H_E M(T, H) / M_0 \quad (4)$$

H_E - эффективное поле обменного подмагничивания носителей тока

$$M(T, H) = M(T, 0) + \chi(T)H \quad (5)$$

$M(T, H)$ - намагниченность образца, зависящая от температуры T и магнитного поля H

$\chi(T)$ - магнитная восприимчивость,

M_0 – намагниченность насыщения при $T=0$, $H \rightarrow \infty$

$$\rho(T, H) = \rho(0) \exp \left[\left(\Delta_0 - 2\mu_B \left| \mathbf{H}_e \frac{M(T, H)}{M_0} + \mathbf{H} \right| \right) / k_B T \right] \quad (7)$$

- Было предположено, что из-за неоднородности материала, вблизи температуры при которой наблюдается максимум КМС в кристалле происходит фазовое расслоение на области с более низкими температурами Кюри, т.е. области в которых уже произошел переход в парамагнитное состояние и области с более высокими T_C , которые остались ферромагнитными. Таким образом, мы связываем КМС с фазовым расслоением на ферромагнитные и парамагнитные микрообласти в неоднородном материале.
- Это позволило предложить новый механизм КМС, аналогичный механизму гигантского магнитосопротивления (ГМС), наблюдающемуся в сверхрешетках [14].

[14] М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев и др. ЖЭТФ, 143, 948 (2013)

1. Механизмы магнитосопротивления

1.1 Диамагнитный механизм МС

Зависимость $\rho(H)$ в немагнитных металлах обусловлена искривлением траекторий движения электронов в поле H под действием силы Лоренца.

Включение внешнего магнитного поля дает увеличение значения сопротивления, т.е. магнитосопротивление является положительным.

Диамагнитный механизм МС требует слишком больших полей H для получения заметных величин $\Delta\rho / \rho$.

Все остальные рассматриваемые механизмы приводят к уменьшению значения сопротивления т.е. к отрицательным величинам МС.

Усиление спинового механизма МС s-d обменным подмагничиванием в ферромагнетиках.

Спиновый механизм МС (7) в ферромагнетиках значительно усиливается подмагничиванием носителей тока (обычно s-электронов) обменным полем упорядоченных спинов d- и f-электронов [11], [12] (s-d подмагничивание):

$$\mathbf{H}_{ex}(T, H) = H_E \mathbf{M}(T, H) / M_0 = (H_E / M_0)(\mathbf{M}(T) + \chi(T) \mathbf{H}), \quad (5)$$

$H_E \approx (10^6 - 10^7) \text{ Oe}$ - обменный параметр, $\mathbf{M}(T, H)$ – намагниченность, при $T=0$
 $M_0 = M(0, H_s)$ (10) – намагниченность насыщения, H_s – поле магнитного насыщения.

Расщепление в спектре (6) при учете s-d подмагничивания позволяет записать МС (1) в виде:

$$(\Delta\rho / \rho)_{s-d} = \frac{2\mu_B H_E}{k_B T} \cdot \frac{\chi(T) H}{M_0} \quad (11)$$

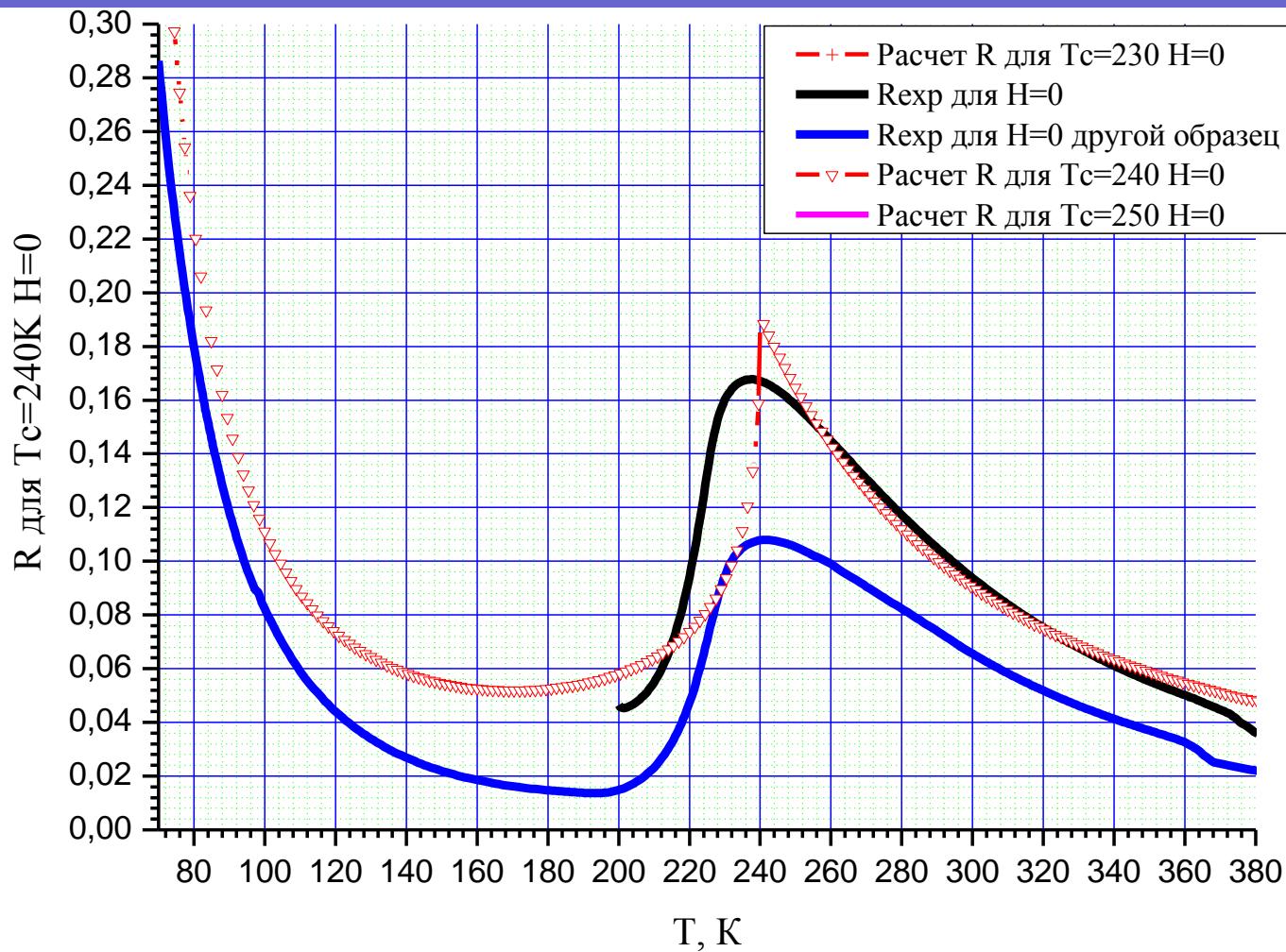
$\chi(T)$ - магнитная восприимчивость достигает своего максимального значения при $T=T_c$ (особенность Кюри-Вейса): $\chi(T) \sim (T - T_c)^{-1}$. (12)

В реальных веществах значение оказывается конечным благодаря внешнему и внутреннему полям H [13]: $\chi(T_c, H) \sim H^{-2/3}$

$$(\Delta\rho / \rho)_{s-d} \approx (10^{-1} - 10^{-2})$$

[13] A.B. Королев, М.И. Куркин, Е.В. Розенфельд, ФТТ, т.45, 1414, 2003.

Зависимость сопротивления от температуры для двух монокристаллических образцов $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ при $H=0$



Значения $\chi(T)$, полученные из обработки данных измерений $\rho(T,H)$ и $M(T,H)$ без использования подгоночных параметров

$$(\chi(100) / \chi(40))_{\rho} = 2.79 \pm 0.06 \quad (5)$$

$$(\chi(100) / \chi(40))_M = 2.80 \pm 0.04 \quad (6)$$

Из (5)-(6) следует, что по магнитосопротивлению при $T < (T_C - 100)$ мanganиты не отличаются от других веществ. зависимость сопротивления хорошо описывается вдали от температуры Кюри стандартной для ферромагнетиков *s-d* моделью.

Следовательно, эти вещества ничем не выделены по сравнению с другими ферромагнетиками, так что проблему КМС не следует связывать с какими-то особенностями электронного спектра.