

PACS: 74.72.Gh; 72.20.My; 75.50.Ee; 75.50.Pp

## ABOUT MECHANISM OF NEGATIVE MAGNETORESISTANCE FOR $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ SINGLE CRYSTAL IN THE REGIME OF MOTT INSULATOR

**N.V. Dalakova**

*B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, NAS of Ukraine*

*47 Lenin Ave., 61103, Kharkov, Ukraine*

*e-mail: [dalakova@ilt.kharkov.ua](mailto:dalakova@ilt.kharkov.ua)*

Received September 2, 2015

We measured resistive and magnetoresistive properties of antiferromagnetic cuprate  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  with the Neel temperature  $T_N = 265.5$  K, synthesized by the method of solid phase reaction. It is shown that for this compound in the temperature range  $T = 20 \div 250$  K the Mott law of variable range hopping conductivity is fulfilled. The localization length for the charge carriers is  $L_c = 0.4$  nm. In the temperature range  $T = 17.95 \div 99.93$  K in magnetic fields up to 1.75 T a quadratic with field negative magnetoresistance was discovered. We suggest that the known interference model of negative magnetoresistance in which the magnetic field influences the localized electron spins can be used to explain the found magnetoresistive effects.

**KEY WORDS:** high-temperature superconductors, antiferromagnetic insulator, hopping conductivity, negative magnetoresistance, phase separation

## О МЕХАНИЗМЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛА $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ В РЕЖИМЕ МОТТОВСКОГО ИЗОЛЯТОРА

**Н.В. Далакова**

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины*

*пр. Ленина 47, Харьков, 61103, Украина*

Измерены резистивные и магниторезистивные свойства полученного методом твердофазного синтеза антиферромагнитного купрата  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  с температурой Нееля  $T_N = 265,5$  К. Показано, что для данного купрата в интервале температур  $20 \div 250$  К выполняется закон Мотта прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Длина локализации носителей тока  $L_c$  составляла 0,4 нм. В интервале температур  $T = 17,95 \div 99,93$  К в полях до 1,75 Тл было обнаружено квадратичное по полю отрицательное магнитосопротивление. Высказано предположение о влиянии магнитного поля на спины локализованных электронов и о возможности применения известной интерференционной модели отрицательного магнитосопротивления для объяснения обнаруженных магниторезистивных эффектов.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** высокотемпературные сверхпроводники, антиферромагнитный диэлектрик, прыжковая проводимость, отрицательное магнитосопротивление, фазовое разделение

## ПРО МЕХАНІЗМ НЕГАТИВНОГО МАГНІТООПОРУ МОНОКРИСТАЛА $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ В РЕЖИМІ МОТТІВСЬКОГО ІЗОЛЯТОРА

**Н.В. Далакова**

*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України*

*пр. Леніна 47, 61103, м. Харків, Україна*

Виміряні резистивні і магниторезистивні властивості отриманого методом твердофазного синтезу антиферромагнітного купрата  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  з температурою Нееля  $T_N = 265,5$  К. Показано, що для даного купрата в інтервалі температур  $20 \div 250$  К виконується закон Мотта стрибкової провідності з змінною довжиною стрибка. Довжина локалізації носіїв струму  $L_c$  становила 0,4 нм. В інтервалі температур  $T = 17,95 \div 99,93$  К і в полях до 1,75 Тл був виявлений квадратичний по полю від'ємний магнітоопір. Висловлено припущення про вплив магнітного поля на спини локалізованих електронів та про можливості застосування відомої інтерференційної моделі від'ємного магнітоопору для пояснення виявлених магниторезистивних ефектів.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** високотемпературні надпровідники, антиферромагнітний діелектрик, стрибкова провідність, негативний магнітоопір, фазове розділення

За последние 30 лет был достигнут значительный прогресс в понимании свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Однако все еще недостаточно исследованным остается механизм перехода этих соединений из диэлектрического в проводящее и в сверхпроводящее состояния. В то же время установленным фактом считается связь проводящих свойств ВТСП с магнитным состоянием этих систем. В частности, с момента открытия ВТСП во многих работах отмечается корреляция транспортных и магнитных свойств купратов лантана, родительским соединением которых является купрат стехиометрического состава  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  ( $\delta = 0$ ) [1,2]. В значительной степени связь проводящих свойств и магнитного состояния системы обусловлена уникальными особенностями кристаллической и магнитной структуры данного соединения. Стехиометрический окисел  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  является антиферромагнитным (АФ) изолятором с температурой Нееля  $T_N \approx 320$  К. АФ состояние непосредственно связано с особенностями перовскитоподобной решетки этого соединения, образованной чере-

дованием слоев  $\text{CuO}_2$  и  $\text{La}_2\text{O}_2$  [1]. Ниже 530 К решетка является орторомбической. В пространственной группе симметрии  $Bmab$  слои  $\text{CuO}_2$  ориентированы перпендикулярно оси  $\vec{c}$  параллельно базисной плоскости  $(ab)$  [1]. Магнитное состояние определяется спинами ионов меди  $d^9\text{Cu}^{2+}$  ( $S=0,5$ ). Магнитная структура в плоскостях  $\text{CuO}_2$  характеризуется простым двумерным АФ порядком с противоположным направлением магнитных моментов на соседних узлах [3]. Из-за наклона октаэдров  $\text{CuO}_6$  спины имеют небольшой скос ( $\approx 0,17^\circ$ ) относительно оси  $\vec{b}$  [3,4] в плоскости  $(bc)$ . Это создает в каждом слое слабый ферромагнитный (ФМ) момент, перпендикулярный плоскости  $\text{CuO}_2$ . Однако в целом система имеет 3D АФ упорядочение [4]. Достаточно сильное магнитное поле  $\vec{H} \parallel \vec{c}$  приводит к переходу в слабоферромагнитное (СФ) состояние, в котором все магнитные моменты направлены по полю [4].

Насыщение диэлектрического  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  избыточным кислородом ( $\delta > 0$ ) приводит к возникновению носителей заряда (кислородных дырок) и подавлению АФ порядка (понижению  $T_N$ ). В купратах меди АФ порядок и носители заряда (дырки) антагонистичны друг другу. С одной стороны, при  $T < T_N$  дырки любого рода, помимо решеточных искажений и связанных с этим поляронных эффектов, вносят значительное искажение АФ порядка [5]. Дырка может обладать спином и движение ее еще более усугубляет нарушения АФ порядка (frustration effect) [5]. С другой стороны, АФ порядок затрудняет движение дырок. Выше  $T_N$  происходит разрушение дальнего АФ порядка, хотя 2D АФ корреляции в плоскостях  $\text{CuO}_2$  могут продолжать существовать даже при температурах, довольно сильно превышающих  $T_N$  [1,3]. Таким образом, ясно, что проводимость  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  очень чувствительна к магнитному упорядочению спинов меди ( $d^9\text{Cu}^{2+}$ ). В связи с этим, в изучении проблемы высокотемпературной сверхпроводимости важная роль отводится изучению поведения магниторезистивных свойств этого купрата, в частности, в области прыжковой проводимости. Такие исследования с одной стороны обнаруживают непосредственное влияние магнитного поля на волновые функции и транспорт носителей заряда, а с другой стороны они могут дать информацию о взаимодействии носителей заряда с магнитной подсистемой.

Для большинства исследованных нами ранее монокристаллов [6-8], находящихся в АФ состоянии с температурой Нееля  $180 \div 290$  К, в интервале температур  $20 \div 200$  К с достаточно хорошей точностью выполнялся закон Мотта:

$$R(T) \propto \exp\left[(T_0/T)^{1/4}\right], \quad (1)$$

где  $T_0$  – характеристическая температура Мотта. Она представляет собой выраженную в единицах температуры суммарную энергию всех возможных состояний электрона в области его локализации. Зависимость (1) соответствует прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ПППДП), а значение показателя экспоненты  $1/4$  в (1) отвечает поведению 3D системы.

Влияние спинового упорядочения на проводимость  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  отчетливо проявляется в сравнительно сильных магнитных полях  $H$ . Например, при ориентации магнитного поля перпендикулярно слоям  $\text{CuO}_2$  в некотором критическом поле  $H_c \geq 5$  Тл происходит одновременно скачок проводимости и намагниченности. В результате при  $H > H_c$  имеет место отрицательное магнитосопротивление (МС), обусловленное переходом из антиферромагнитного (АФ) в слабоферромагнитное (СФ) состояние [4,9]. При ориентации поля в плоскости  $\text{CuO}_2$  вдоль орторомбической оси  $\vec{b}$  в достаточно сильных полях  $H > 10$  Тл на кривых магнитополевой зависимости отрицательного МС наблюдаются только изломы [10].

Спиновый механизм магнитосопротивления не исчерпывает возможное влияние магнитного поля на транспорт носителей заряда в  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ . Действительно, согласно [11] при ориентации поля перпендикулярно слоям  $\text{CuO}_2$  ( $\vec{H} \parallel \vec{c}$ ) в полях  $H < H_c$  сопротивление не должно зависеть от поля, то есть МС должно отсутствовать. В идеальном случае АФ–СФ перехода в точке  $H = H_c$  сопротивление испытывает скачок в сторону уменьшения и при  $H > H_c$  снова не зависит от поля. При ориентации поля  $\vec{H} \parallel \vec{a}$  сопротивление также не должно зависеть от поля, поскольку АФ моменты меди в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  ориентированы в плоскости  $(bc)$ . В то же время, в экспериментальных исследованиях АФ–СФ перехода в образцах с  $T_N \cong 188$  К при  $\vec{H} \parallel \vec{c}$  в области малых полей ниже критического поля перехода  $H_c$  мы наблюдали заметное отрицательное МС [12]. Этот вклад в МС не имел гистерезиса, характерного для магнитного фазового перехода. Такого типа вклад в МС увеличивался с понижением температуры и проявлялся при всех температурах в интервале  $5 \div 100$  К. В полях  $\vec{H} \parallel \vec{a}$  для образцов с  $T_N \cong 232$  К также наблюдалось отрицательное МС в области температур  $T < 40$  К [6]. Для этих образцов отрицательное МС было обнаружено в области отклонения от закона Мотта (1) при температурах  $T \leq 20$  К. Оно не было связано с фазовыми магнитными переходами, поскольку проявлялось в полях, меньших

критического поля перехода АФ–СФ ( $H < H_c$ ). Это МС было объяснено известными эффектами конкуренции локализации и сверхпроводимости, характерными для неоднородных систем с фазовым разделением [6]. Механизм подобного рода МС подробно обсуждался в работах [6,7]. Однако необходимо отметить, что в исследованных ранее образцах отрицательное МС наблюдалось не только при низких температурах  $T \leq 20$  К, но и в области выполнения закона Мотта (в режиме ПППДП). Механизм этого вклада в отрицательное МС ранее не обсуждался.

Цель этой работы – рассмотреть поведение МС купрата лантана  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  при  $T > 20$  К в режиме ПППДП.

### ОБРАЗЦЫ

Проводимость  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  в магнитном поле в режиме ПППДП вообще изучена недостаточно и требует дальнейшего рассмотрения. Чтобы исключить возможное влияние сверхпроводящих включений на транспорт заряда, были исследованы образцы с более низкой концентрацией носителей, чем в наших предыдущих работах [6-8]. Кроме того, измерения МС мы проводили в более широкой области температур, чем обычно ( $\sim (20 \div 430)$  К).

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния магнитного поля на магниторезистивные свойства АФ монокристалла  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  с температурой Нееля  $T_N = 265,5$  К. Образец был приготовлен в институте Физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси. Температура АФ перехода измеренного образца была определена по положению пика на кривой температурной зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  при ориентации магнитного поля вдоль оси  $\vec{c}$  (рис.1). Для этого направления поля точность определения температуры Нееля выше, чем при  $\vec{H} \parallel (ab)$ . В случае  $\vec{H} \parallel \vec{c}$  магнитное поле направлено перпендикулярно оси антиферромагнетизма  $\vec{b}$ , и отклик системы на воздействие внешнего магнитного поля максимален. Соответственно, мы наблюдаем более острый пик на кривой зависимости  $\chi(T)$ . В случае  $\vec{H} \parallel (ab)$  в силу особенностей доменной структуры в плоскости  $\text{CuO}_2$  поле всегда направлено под некоторым углом к оси  $\vec{b}$ , поэтому сигнал существенно слабее.

К сожалению, точную величину параметра  $\delta$  оценить трудно, однако известно, что значению  $T_N = 230$  К соответствует  $\delta \approx 0,005$  [6]. Отсюда следует, что для нашего образца содержание избыточного кислорода должно быть существенно меньше 0,005.

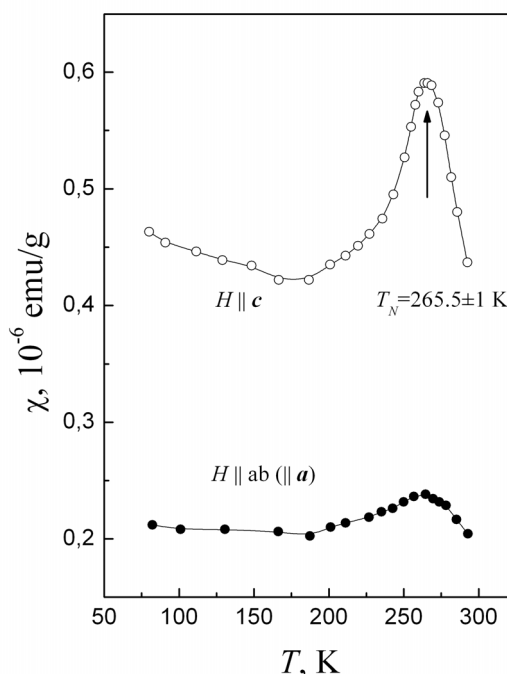


Рис.1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости измеренного образца при двух направлениях магнитного поля.

Измерения МС были выполнены в полях  $H < 1,75$  Тл с использованием вращающегося магнита Капицы. Сравнительно низкие поля исключают возможное влияние магнитных фазовых переходов. Чтобы выбрать необходимый режим измерений, сначала были исследованы вольтамперные характеристики в широкой области

температур  $\sim (4 \div 430)$  К. В дальнейшем измерительный ток контролировался таким образом, чтобы во всей области температур при измерениях температурных зависимостей сопротивления и магнитосопротивления отклонения от закона Ома были минимальны. Таким образом, мы полагаем, что мы исключили из рассмотрения эффекты неомичности и перегрева.

Кристаллографическая ориентация образца определялась методом рентгеновской дифракции. На дифракционной картине было обнаружено наличие двойников, которые неизбежно появляются при охлаждении кристалла ниже точки структурного фазового перехода ( $T \approx 530$  К) из тетрагональной фазы в орторомбическую [1]. В результате образуется своеобразная доменная структура. Ориентация оси  $\bar{c}$  неизменна в каждом домене, но ориентации осей  $\bar{a}$  и  $\bar{b}$  при пересечении двойниковых границ «переключаются» между двумя возможными положениями. Поэтому далее мы будем говорить о направлении тока в плоскости  $(ab)$ . Значение сопротивления в плоскости  $\text{CuO}_2$  следует рассматривать как некое усредненное между значениями  $\rho_a$  и  $\rho_b$ . Размеры образца составляли примерно  $4 \times 4 \times 3,3$  мм<sup>3</sup>. Для изготовления токовых и потенциальных контактов на контактные площадки осаждали серебро, после чего с помощью серебряной пасты к ним приклеивали тонкие золотые проволочки. Измерения зависимостей  $R(T)$  в нулевом магнитном поле ( $H = 0$ ) проводились посредством четырехзондового метода в режиме постоянного напряжения  $U = 2$  В.

### РЕЗУЛЬТАТЫ

Температурная зависимость сопротивления, при ориентации тока вдоль проводящих плоскостей  $\text{CuO}_2$ , представлена на рис. 2. Видно, что в широком интервале температур  $20 \div 250$  К с достаточно хорошей точностью выполняется закон Мотта (1). Наблюдаемое на рис. 2 отклонение зависимости  $\rho(T)$  от закона Мотта в сторону уменьшения сопротивления при  $T < 20$  К является типичным для купрата  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  в АФ состоянии с низким уровнем допирования. Такое поведение отражает нелинейные эффекты проводимости и сопровождается отклонением от закона Ома, а также – нелинейными эффектам ВАХ и переходом к режиму отрицательного дифференциального сопротивления при понижении температуры и (или) достаточном увеличении тока. Одной из вероятных причин нелинейного поведения может быть электронный перегрев при достаточно сильном токе при фиксированной температуре. Температура носителей заряда становится выше температуры фононов, если носители не успевают достаточно быстро отдать решетке приобретаемую от поля энергию. В этом случае разогрев носителей приводит к изменению подвижности, что и обуславливает нарушение закона Ома (понижение сопротивления). Чтобы избежать влияния подобных эффектов на поведение магнитосопротивления, мы в своих исследованиях проводили измерения МС в области выполнения закона Мотта при  $T \geq 20$  К.

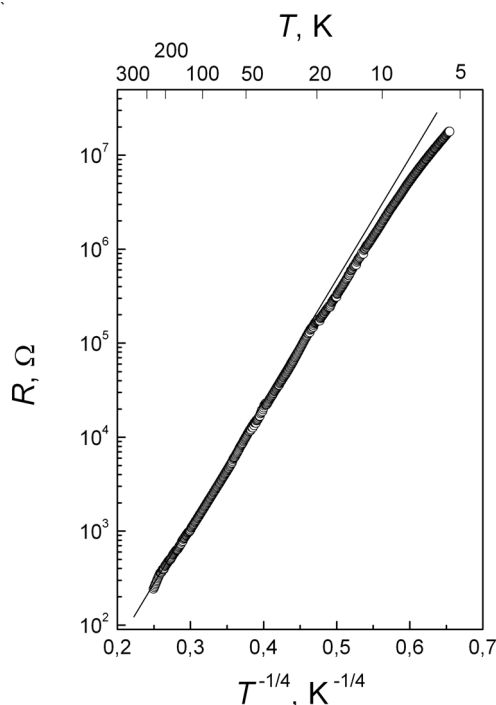


Рис.2. Температурная зависимость сопротивления монокристалла  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  с температурой Нееля  $T_N = 265,5$  К при ориентации тока в плоскости  $ab$  ( $J \parallel ab$ ).

Характерная температура  $T_0$  в области выполнения закона Мотта (1) составляет  $7,48 \times 10^5$  К. Из выраже-

ния:  $kT_0 \approx 16 / [N(E_F)L_c^3]$  [13,14], где  $N(E_F)$  – плотность состояний носителей заряда на уровне Ферми, можно оценить длину локализации  $L_c$ . Используя значение  $N(E_F) = 2,8 \cdot 10^{46}$  Дж<sup>-1</sup>·м<sup>-3</sup> [15], мы получили  $L_c \approx 0,4$  нм ( $\vec{J} \parallel \text{CuO}_2$ ). Эта величина несколько больше межатомного расстояния в плоскости  $\text{CuO}_2$ , но меньше параметров орторомбической решетки,  $a \approx b \approx 0,54$  нм. Значение  $L_c \approx 0,4$  нм свидетельствует о том, что дырки локализованы в некотором объеме со средним диаметром 0,4 нм вблизи примеси или узла решетки. Ранее мы исследовали образцы с длиной локализации  $L_c \approx 1$  нм ( $T_N \approx 232$  К) [6] и  $L_c \approx 2$  нм ( $T_N \approx 180$  К) [8]. Таким образом, можно полагать, что исследуемый в данной работе образец является гораздо более резистивным, чем в предыдущих работах. В данном случае вероятность проявления эффектов конкуренции локализации и сверхпроводимости очень мала. Это дает нам возможность рассмотреть влияние магнитного поля на проводимость непосредственно в режиме ПППДП.

При измерении МС магнитное поле было ориентировано как параллельно транспортному току ( $\vec{H} \parallel \text{CuO}_2$ ), так и перпендикулярно транспортному току ( $\vec{H} \parallel \vec{c}$ ). Величина тока при измерении МС составляла около 100 мкА. Измерения МС проводились в интервале температур  $\sim (20 \div 430)$  К. Однако при  $T > 100$  К в полях до 1,75 Тл МС оказалось очень малым ( $\Delta R(H)/R_0 < 10^{-3}$ ). Это не позволило определить характер влияния магнитного поля на проводимость в интересующей нас области температур выше 100 К. Примеры измерения МС для случая  $\vec{H} \parallel (ab)$  ( $\vec{H} \parallel \vec{J}$ ) представлены на рис. 3а. Для случая поперечного поля  $\vec{H} \parallel \vec{c}$  ( $\vec{H} \perp \vec{J}$ ) – на рис. 3б. На рис. 4 показана температурная зависимость относительного МС для двух ориентаций магнитного поля:  $\vec{H} \parallel (ab)$  и  $\vec{H} \parallel \vec{c}$ . Из представленных данных видно следующее. В интервале температур  $\sim (18 \div 100)$  К, то есть в области выполнения закона Мотта, имеет место отрицательное МС, в первом приближении квадратичное по полю. Величина отрицательного МС растет с понижением температуры, а температурная зависимость МС имеет нелинейный характер. Из рис. 4 видно, что относительное МС существенно больше в случае, когда поле направлено вдоль слоев  $\text{CuO}_2$  параллельно току. Обращает на себя внимание также более резкое изменение МС с температурой при  $T < 25$  К.

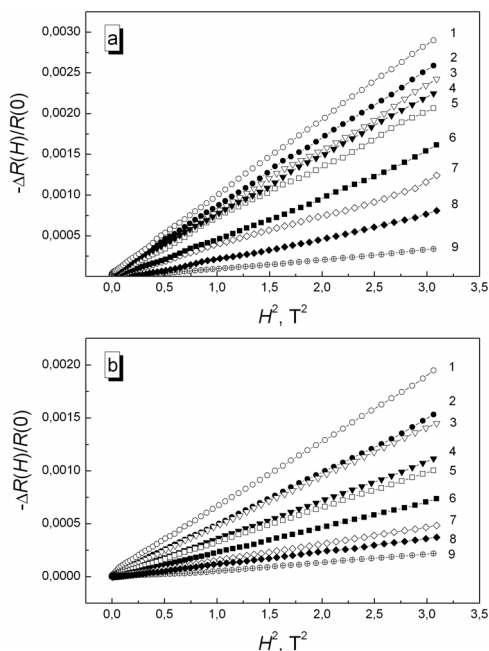


Рис. 3. Магнитополевые зависимости МС при разных температурах  $T$ : 17,95 К (1), 22,32 К (2), 24,20 К (3), 36,23 К (4), 41,19 К (5), 51,23 К (6), 62 К (7), 70,17 К (8), 99,93 К (9). Измерительный ток  $J$  направлен параллельно слоям  $\text{CuO}_2$ : а – поле  $\vec{H} \parallel \vec{J}$ , б –  $\vec{H} \perp \vec{J}$ .

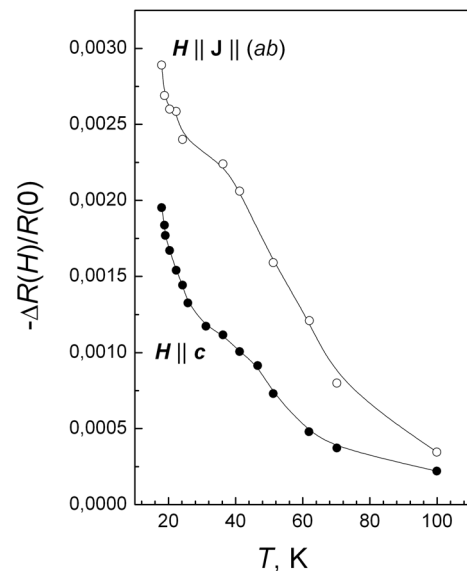


Рис.4. Температурная зависимость относительного МС в поле  $H = 1,75$  Тл для двух направлений магнитного поля

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Механизм влияния магнитного поля на ПППДП примесных полупроводников, к которым относится и  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ , изучен недостаточно. Для ПППДП следует ожидать положительного МС [14]. Однако в отдельных работах, указывается на наличие отрицательного МС в режиме прыжковой проводимости. Например, в работе [16], где рассматривается сопротивление в магнитном поле магнитного полупроводника  $\text{Eu}_{0,95}\text{La}_{0,05}$ . Один из возможных механизмов МС в режиме ПППДП был рассмотрен также в [17]. В этой работе отрицательное МС

связывается с влиянием магнитного поля на спины локализованных электронов. Как показано в [17], магнитное поле меняет вероятность различных спиновых конфигураций и, таким образом, влияет на вероятность прыжков. Учет спиновых интерференционных эффектов приводит к зависимости радиуса электронной локализации от магнитного поля. Если радиус локализации  $L_c$  растет с увеличением магнитного поля, это приводит к отрицательному МС. Различные интерференционные модели [18-20] широко используются для объяснения отрицательного МС в режиме ПППДП. Можно полагать, что спиновая интерференционная модель МС — один из вероятных сценариев появления отрицательного МС в режиме ПППДП для  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ .

Следует отметить, однако, что полученных в настоящей работе данных недостаточно для того, чтобы однозначно судить о применимости спинового механизма отрицательного МС к  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ . Например, полученные данные не позволяют точно определить характер температурной зависимости МС. Представляет интерес также выяснить влияние тока на МС в области ПППДП, поскольку электронный разогрев может влиять на спиновое упорядочение и тем самым — на вероятности прыжков носителей. Получение новых данных, подтверждающих спиновую природу отрицательного МС в  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  безусловно, представляет интерес с точки зрения возможного влияния спиновой подсистемы на транспорт носителей заряда в оксидах меди.

Таким образом, полученные в данной работе результаты, показывают, что продолжение исследований проводимости ВТСП в магнитном поле в режиме ПППДП является целесообразным. В дальнейшем мы планируем исследовать поведение МС АФМ купрата  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  в области выполнения закона Мотта при разных значениях тока, а также исследовать поведение МС родственной системы  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CO}_4$  с разным уровнем допирования стронцием.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kastner M.A., Birgeneau R. J., Shirane G., Endoh Y. Magnetic, transport, and optical properties of monolayer copper oxides // *Rev. Mod. Phys.* — 1998. — Vol. 70. — P.897-928.
2. Wang C.C., Zhu J. Magnetic transitions in lightly doped  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  // *Supercond. Sci. Technol.* — 2003. — Vol. 16. — P.518-520.
3. Vaknin D., Sinha S. K., Moncton D.T., Johnston D.C., Newsam J.M., Safinya C.R., King Ir. H.E. Antiferromagnetism in  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+y}$  // *Phys. Rev. Lett.* — 1987. — Vol. 58. — P.2802-2805.
4. Thio T., Thurston T.R., Preyer N.W., Picone P.J., Kastner M.A., Gabbe D.K., Chen C.Y., Birgeneau R.Y., Aharony A. Antisymmetric exchange and its influence on the magnetic structure and conductivity of  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  // *Phys. Rev. B.* — 1988. — Vol. 38. — P.905-908.
5. Carlson E. W., Emery V. J., Kivelson S. A., Orgad D. Concepts in High Temperature Superconductivity // Preprint cond-mat/0206217.
6. Belevtsev B.I., Dalakova N.V., Panfilov A.S. Superconductivity effects in hopping conductivity in single-crystal  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  c with excess oxygen // *Low Temp. Physics.* — 1997. — Vol. 23. — P. 274-282.
7. Belevtsev B.I., Dalakova N.V., Panfilov A.S. Non-linear effects in hopping conduction of single-crystal  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  // *Low Temp. Physics.* — 1998. — Vol. 24. — P.815-823.
8. Belevtsev B.I., Dalakova N.V., Panfilov A.S., Bondarenko A.V., Braude I.S. Anisotropy of the hopping magnetoresistance of antiferromagnetic  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  // *Low Temp. Physics.* — 2003. — Vol. 29. — P.300-304.
9. Chaillout C., Chenavas J., Cheong S-W., Chaillout C., Chenavas J., Cheong S.W., Fisk Z., Marezio M., Morosin B., Schirber J.E. Two — phase structural refinement of  $\text{La}_2\text{CuO}_{4.032}$  at 15K // *Physica C.* — 1990. — Vol. 170. — P.87-94.
10. Thio T., Chen C.Y., Freer B.S., Gabbe D.R., Jenssen H.P., Kastner M.A., Picone P.J., Preyer N.W., Birgeneau R.J. Magnetoresistance and spin-flop transition in single-crystal  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+y}$  // *Phys.Rev. B.* — 1990. — Vol. 41. — P.231-239.
11. Gogolin A.O., Ioselevich A.S. A mechanism for hopping magnetoresistance in antiferromagnetic insulators with application to  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  // *Sov. Phys. JETP.* — 1990. — Vol. 71(2). — P.380-392.
12. Belevtsev B.I., Dalakova N.V., Savitsky V.N., Bondarenko A.V., Panfilov A.S., Braude I.S. Magnetoresistive study of the antiferromagnetic–weak ferromagnetic transition in single-crystal  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  // *Low Temp. Physics.* — 2004. — Vol. 30. — P.411-416.
13. Mott, N. F. and Davis, E. A. *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials.* — Clarendon Press. Oxford, 1979. — 368 p.
14. Shklovskii B.I. and Efros A.L. *Elektronnyye svoystva legirovannykh poluprovodnikov.* — M: Nauka, 1979. — 416 p. (in Russian).
15. Jarlborg T. Band structure and electron-phonon coupling in the  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  superconductors // *Helv. Phys. Acta.* — 1988. — Vol. 61. — P.421-425.
16. Methfessel S., Mattis D. *Magnetic Semiconductors* // *Handbook of Phys.* / S. Flugge and H. P. J. Wijn — Berlin: Springer-Verlag, 1968. — Vol. 18/1. — P.389–562.
17. Spivak B.Z. Anomalnoe spinovoe magnitosoprotivlenie v oblasti pryzhkovoi provodimosti s peremennoi dlinoi pryzhka // *ZETF.* — 1984. — Vol. 87. — P.1371-1380. (in Russian)
18. Nguyen V.L., Spivak B.Z. and Shklovskii B.I. Aaronov-Bohm oscillations with normal and superconducting flux quanta in hopping conductivity // *JETP Letters.* — 1985. — T. 41. — C.42-45.
19. Pollak M., Shklovskii B.I. (Eds.) *Hopping Transport in Solids.* — Elsevier Science Publishers B.V. — New York, 1991.
20. Sivan U., Entin-Wohlman O., Imry Y. Orbital Magnetoconductance in the Variable-Range–Hopping Regime // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Vol. 60. — P.1566-1569.