

PACS number: 62.20.Fe, 75.20.Ck, 75.20.En, 75.40.Gb

Проявление аномальных диамагнитных свойств в деформированных монокристаллах металлов и полупроводников

А. В. Бродовой, В. А. Бродовой*, С. Г. Бунчук**, В. В. Скороход

*Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАН Украины,
ул. Кржижановского, 3,
03142 Киев-142, Украина*

**Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины,
ул. Боженко, 11,
03680, ГСП, Киев-5, Украина*

***Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАН Украины,
просп. Науки, 41,
03028 Киев-28, Украина*

В проблемном изложении проанализированы результаты экспериментальных исследований магнитных свойств деформированных металлов и полупроводников. Сделана попытка объяснения экспериментально наблюдаемых аномального диамагнетизма и нерезонансного сигнала микроволнового отклика образованием структурных неоднородностей в объеме деформированного материала.

У проблемному викладі проаналізовано результати експериментальних досліджень магнітних властивостей деформованих металів і напівпровідників. Зроблено спробу пояснення експериментально спостережуваних аномального діамagnetизму та нерезонансного сигналу мікрохвильового відгуку утворенням структурних неоднорідностей в об'ємі деформованого матеріалу.

In a given article, experimental investigations of the magnetic properties of deformed metals and semiconductors are analysed. The anomalous diamagnetism and nonresonant signal of the microwave response of samples at issue are explained by the formation of structural inhomogeneities within the bulk of deformed material.

Ключевые слова: диамагнетик, магнитная восприимчивость, деформация, структурная неоднородность.

(Получено 11 июля 2002 г.; после доработки — 19 мая 2003 г.)

ВВЕДЕНИЕ

В литературе опубликованы интересные экспериментальные результаты о наблюдении очень сильного диамагнетизма (сверхдиамагнетизма) ряда веществ, когда магнитная восприимчивость χ отрицательна, причем $|\chi| \sim 1/4\pi$, что отвечает идеальному диамагнетизму. Что на самом деле наблюдалось в соответствующих экспериментах, неясно и до сих пор. В настоящей работе нами предпринята попытка представить основные идеи и методы поиска элементов сверхдиамагнетизма деформированных монокристаллов металлов и полупроводников на основе представлений о структурных неоднородностях, возникающих в процессе деформирования.

Реальные кристаллы характеризуются наличием различных типов несовершенств, которые обуславливают характер протекания физических процессов и существенно влияют на многие свойства, называемые в этом случае структурно-чувствительными свойствами.

Магнитные свойства металлов, сплавов, полупроводников существенно зависят от их состава, структуры и предшествующей термической обработки. Легирование, деформация, закалка от высоких температур, дробление приводят к изменению электронной структуры, а, следовательно, и к изменению магнитных свойств. Имеются различные экспериментальные данные о влиянии указанных факторов на магнитную восприимчивость (МВ) [1–8]. Как правило, при деформации и закалке МВ увеличивается, иногда значительно. Сульфиды свинца и кадмия после воздействия значительных нагрузок и дробления проявляют зависимость парамагнитной восприимчивости от магнитного поля. В то же время существуют работы, указывающие на снижение МВ под воздействием закалки и деформации (например, у Al в [1]) или на отсутствие влияния указанных факторов [2].

Упоминания заслуживают такие материалы как CuCl, CdS, NbSi. Если CuCl подвергается умеренному давлению, то термодинамически вполне возможно, что могли бы образовываться микрокластеры металлической меди. Сопротивление могло бы при этом измениться на 0,1% [9]. Такое небольшое уменьшение сопротивления было найдено при резком изменении температуры образца CuCl, подвергнутого давлению. При этом наблюдался диамагнитный сигнал, более чем на порядок превышавший изменение, которое ожидалось от обычного диамагнетизма. В работе [10] опубликованы результаты полного диамагнитного экранирования CuCl в температурной области около 170 К. При этом использовался процесс быстрой температурной закалки CuCl, подвергнутого давлению. В работе [11], на пленках CuCl, выращенных эпитаксиально на подложках Si, устойчиво наблюдался диамагнитный сигнал в магнитном поле. При этом максимальное значение диамагнитной восприимчивости (при

$T \sim 100$ К) на два порядка превышало восприимчивость кристаллов CuCl. Наблюдаемое явление воспроизводимо и связывается с наличием границы между CuCl и Si.

В работах [12, 13], наблюдалось поведение электросопротивления CdS и NbSi. Образцы CdS получались «закалкой» легированного хлором материала от высокого давления; образцы NbSi — закалкой очень тонких пленок. В обеих системах обнаруживают резкое увеличение проводимости вблизи температуры 200 К; далее, как сообщается, какое-либо измеримое сопротивление исчезает при 30 К.

Продолжаются исследования сложных систем, в которых обнаружены (при недостаточно четко контролируемых условиях) резкое падение сопротивления и заметное возрастание диамагнетизма. Одной из таких систем являются растворы щелочных металлов в аммиаке [14]. Так, при исследовании закаленных до 77 К растворов Na и K в аммиаке обнаружен переход в состояние с высокой проводимостью, индуцированный электрическим током.

Подводя итоги обсуждению, отметим, что представленный экспериментальный материал убедительно демонстрирует, что нет универсальности в поведении МВ от давления. Положение, по нашему мнению, можно улучшить, расширив круг исследуемых кристаллов. В число таких материалов следует, по-видимому, включить кристаллы с различным типом химической связи: металлы, полупроводники и диэлектрики.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной работе представлены результаты исследования магнитных свойств ряда металлов и полупроводников.

Магнитная восприимчивость измерялась по методу Фарадея на электронных весах с автокомпенсацией. Исследования проводились в диапазоне температур 4,2–300 К и магнитных полей 0,03–4 кЭрс. Использование высокостабильных источников питания установки и электромагнита позволило измерять МВ с точностью $\sim 10^{-8}$ см³/г на образцах массой ~ 400 мг. На каждом образце производилось 5–6 измерений. Точность на нижнем пределе (включая 30 Эрс) была не хуже 5%.

Параллельно с изучением статической МВ исследовался нерезонансный сигнал микроволнового отклика с применением техники ЭПР спектроскопии. Для ЭПР-исследований использовался радиоспектрометр SE/X-2544 «Radiopan» трехсантиметрового диапазона, который был дооборудован таким образом, что имелась возможность развертки магнитного поля H от некоторого «отрицательного» значения ($-H$) через $H = 0$ Эрс в положительную область ($+H$) [15]. Сигналы микроволнового отклика регистрировались на самописце с применением НЧ (50 Гц) или ВЧ (100 кГц) модуляции H —

поля и последующего синхронного детектирования.

Элементный состав образцов изучался с использованием двухканального лазерного масс-спектрометра; концентрационная чувствительность измерений составляла 10^{-5} мас. %.

АНОМАЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДЕФОРМИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ МОЛИБДЕНА И ЦИНКА

В работах [16, 17] показано, что механическая деформация монокристаллов Мо и Zn, а также ряда других металлов приводит к резкому увеличению МВ и появлению характерной ферромагнитной зависимости χ от напряженности магнитного поля H — так называемый магнитодеформационный эффект (МДЭ) (рис. 1).

Измерения МВ, проведенные при 78 К, для обоих металлов показали, что характер зависимости $\chi = f(H)$ не изменяется.

Установлено, что необходимым условием наиболее яркого проявления МДЭ является создание на поверхности кристаллов перед деформацией зародышевых дефектов, являющихся концентраторами напряжений, что достигается путем механической обработки образцов, например, шлифовкой.

Необычны результаты измерений восприимчивости, выполненные в области слабых магнитных полей ($30 \text{ Эрс} < H < 300 \text{ Эрс}$). Как

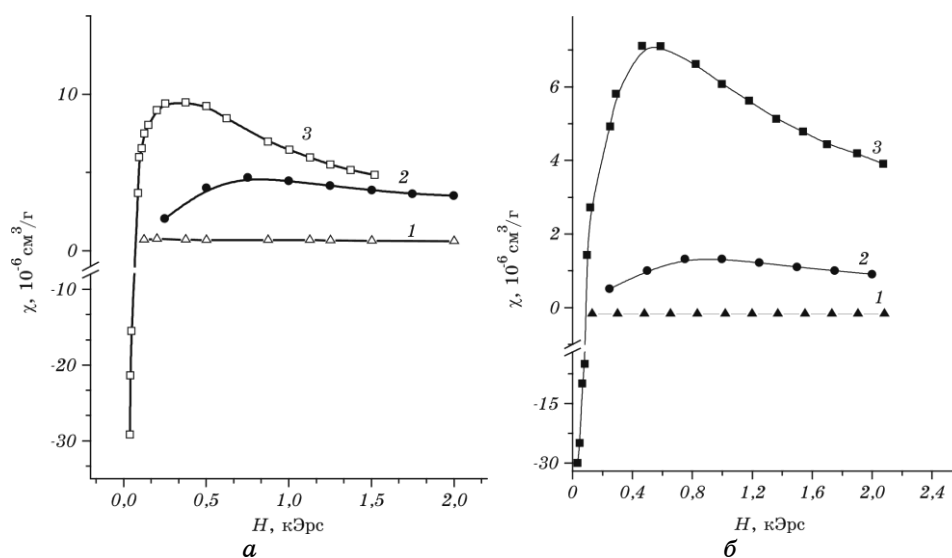


Рис. 1. Типичная полевая зависимость магнитной восприимчивости χ монокристаллов молибдена (а) и цинка (б). Измерения проведены при 300 К: 1 — исходный образец; 2 — образец, деформированный на 30%; 3 — образец, деформированный на 80%.

видно из рис. 1 для монокристаллов Mo, шлифованных и деформированных на $\sim 80\%$, при $H < 80$ Эрс, наблюдается переход в диамагнитное состояние; для образцов, деформированных на $\sim 30\%$, такой переход только намечается. Шлифованные и деформированные на $\sim 80\%$ монокристаллы Zn при $H < 100$ Эрс, возвращаются в диамагнитную область, но с существенным увеличением значений диамагнитной восприимчивости.

Результаты измерений МВ коррелируют с исследованиями ЭПР, выполненными нами при комнатной температуре на монокристаллах Mo и Zn.

Речь идет о нерезонансном СВЧ-отклике сверхпроводника, зависящем от внешнего магнитного поля, который с высокой чувствительностью фиксируется с помощью спектрометра ЭПР [15, 18].

В наших экспериментах в исходных кристаллах Mo и Zn сигнал микроволнового поглощения вблизи $H = 0$ Эрс обнаружен не был. Для шлифованных и деформированных образцов при развертке магнитного поля H от «отрицательного» значения -200 Эрс, через $H = 0$ Эрс до положительной величины 200 Эрс, появляется «гистерезисный» сигнал микроволнового поглощения.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $(\text{InSb})_{1-x}(\text{CdTe})_x$ И ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ

Известно, что ряд атомарных полупроводников и некоторых полупроводниковых соединений претерпевают под действием гидростатического давления фазовый переход в металлическое состояние [19–36]. Некоторые из этих модификаций сохраняются в метастабильном состоянии при достаточно низких температурах после снятия давления.

Согласно [37], антимонид индия обладает несколькими полиморфными металлическими модификациями, а в [30] установлено, при всестороннем давлении, близком к 23 кбар и комнатной температуре, полупроводниковое соединение InSb испытывает переход полупроводник–металл. Известно, что переход в металлическое состояние при гидростатическом давлении сопровождается изменением объема и параметров решетки кристалла.

Сильное локальное искажение решетки кристалла, аналогичное воздействию высокого давления, можно получить при образовании системы твердых растворов на основе полупроводниковых соединений с различными атомными и ионными радиусами взаимодействующих элементов. Твердый раствор $(\text{InSb})_{1-x}(\text{CdTe})_x$ является примером неупорядоченной системы, в которой конфигурационный беспорядок реализуется в анионной и катионной подрешетках. Это позволяет высказать предположение о возможности образования

металлического состояния в кристаллах InSb при сложном их легировании.

Нами проведены исследования МВ монокристаллов твердых растворов (ТР) $(\text{InSb})_{1-x}(\text{CdTe})_x$ ($0 \leq x \leq 0,05$). Образцы ТР были получены направленной кристаллизацией расплава InSb с добавками в эквивалентном соотношении Cd и Te. Суммарная концентрация примесей изменялась от $1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,001$) до $7,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,05$). Все образцы были *n*-типа. Гомогенность и химический состав слитков контролировались методами оже-спектроскопии, рентгеноструктурного и химического анализов.

Как показали результаты рентгеноструктурного анализа, для составов ТР $(\text{InSb})_{0,95}(\text{CdTe})_{0,05}$ наблюдается максимальное сжатие решетки InSb, достигающее $6,2 \cdot 10^{-2}\%$ по отношению к решетке чистого InSb, что, по-видимому, приводит к возникновению металлических модификаций в объеме кристалла, и которые проявляются в измерениях полевой зависимости МВ.

На рис. 2 представлена типичная зависимость $\chi(H)$ для монокристаллов $(\text{InSb})_{1-x}(\text{CdTe})_x$. Как видно из рисунка, для состава $x = 0,05$, МВ в области малых магнитных полей резко возрастает, переходя из диамагнитного в парамагнитное состояние, что характерно для веществ, обладающих магнитным порядком. Можно предположить, что ответственными за полевую зависимость МВ в исследованных кристаллах являются металлические модификации, кото-

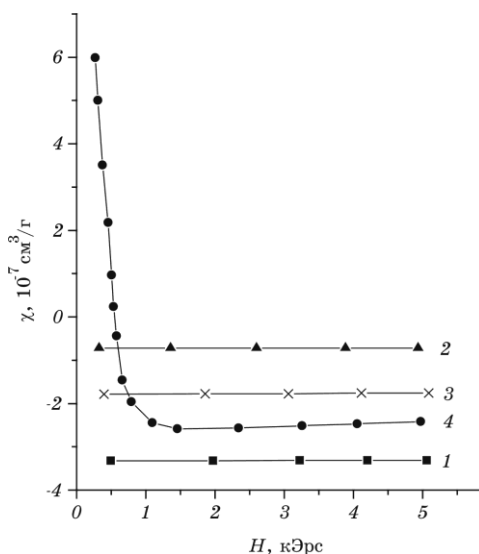


Рис. 2. Полевая зависимость магнитной восприимчивости кристаллов твердых растворов $(\text{InSb})_{1-x}(\text{CdTe})_x$ для составов, x : 1 — 0,001; 2 — 0,01; 3 — 0,02; 4 — 0,05.

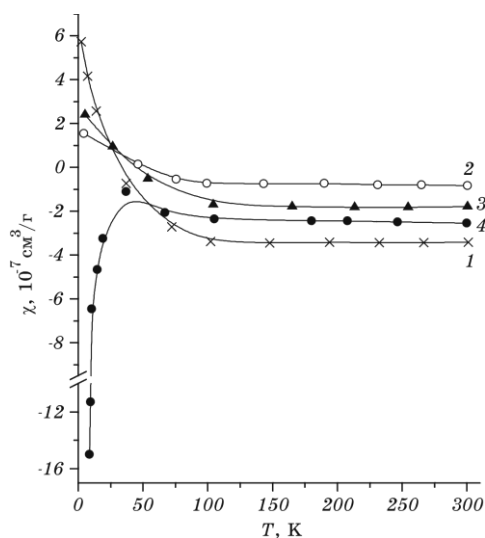


Рис. 3. Температурные зависимости магнитной восприимчивости кристаллов твердых растворов $(\text{InSb})_{1-x}(\text{CdTe})_x$ для составов, x : 1 — 0,001; 2 — 0,01; 3 — 0,02; 4 — 0,05.

рые образуются вокруг скопления примесных атомов.

На рис. 3 представлены температурные зависимости магнитной восприимчивости ТР $(\text{InSb})_{1-x}(\text{CdTe})_x$. Видно, что МВ всех исследованных образцов при $H = 4$ кЭ диамагнитна с восприимчивостью $\chi = -(1-3,5) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{г}$, практически не зависит от температуры в интервале 77–300 К, и определяется восприимчивостью кристаллической решетки [38].

При понижении температуры $T < 77$ К на зависимости $\chi = f(T)$ для ТР с составами $x = 0,001; 0,01; 0,02$ наблюдается увеличение парамагнетизма, что, по-видимому, связано с парамагнетизмом дефектов кристаллической решетки, который был обнаружен в узкощелевых полупроводниках при исследовании электронного парамагнитного резонанса в области температур менее 20 К [39].

Для состава $(\text{InSb})_{0,95}(\text{CdTe})_{0,05}$ (рис. 3, кривая 4) наблюдается существенно другой ход температурной зависимости МВ, где в области $T = 4,2-30$ К обнаружено десятикратное аномальное увеличение диамагнетизма, что можно связать с аномальными магнитными свойствами металлических модификаций, образовавшихся в результате локальных деформаций решетки.

Нами выполнены исследования ЭПР при гелиевых температурах. Как указывалось ранее, речь идет о нерезонансном отклике на сверхвысоких частотах, зависящем от внешнего магнитного поля.

В кристаллах $(\text{InSb})_{1-x}(\text{CdTe})_x$ ($x = 0,001; 0,01; 0,02$) сигнал микроволнового поглощения вблизи $H = 0$ Эрс обнаружен не был, в то

время как для состава $x = 0,05$ при $T < 77$ К появляется «гистерезисный» сигнал микроволнового отклика, наблюдавшийся ранее в деформированных металлах молибдена и цинка.

Нами проведены также исследования магнитных свойств кристаллов ниобата лития, легированных магнием и хромом. Интерес к этому объекту вызван тем, что в работе [40] впервые обнаружено нерезонансное микроволновое поглощение кристаллов $\text{LiNbO}_3\langle\text{Mg}, \text{Cr}\rangle$ в области температур ~ 280 К и магнитных полей $H \leq 200$ Эрс. Причиной наблюдаемого эффекта авторы называют сверхпроводимость внутренних областей кристалла.

На рис. 4 представлены результаты измерения полевой зависимости МВ монокристаллов $\text{LiNbO}_3\langle\text{Mg}, \text{Cr}\rangle$ при комнатной температуре. Из рис. 4 видно, что для нелегированных LiNbO_3 восприимчивость парамагнитна с величиной $\chi = 0,8 \cdot 10^{-7}$ см³/г и не зависит от величины магнитного поля во всем диапазоне исследуемых полей.

Для легированных кристаллов $\text{LiNbO}_3\langle\text{Mg}, \text{Cr}\rangle$ наблюдается сильная зависимость восприимчивости от магнитного поля, аналогичная тому, которая была обнаружена в деформированных образцах Мо и Zn и полупроводниковых твердых растворах $(\text{InSb})_{1-x}(\text{CdTe})_x$ ($x = 0,05$). В сочетании с результатами исследования нерезонансного микроволнового поглощения, можно предположить, что в кристаллах LiNbO_3 образуются металлические фазы при сложном легировании.

Рассматривая наблюдаемое нами значительное эксперименталь-

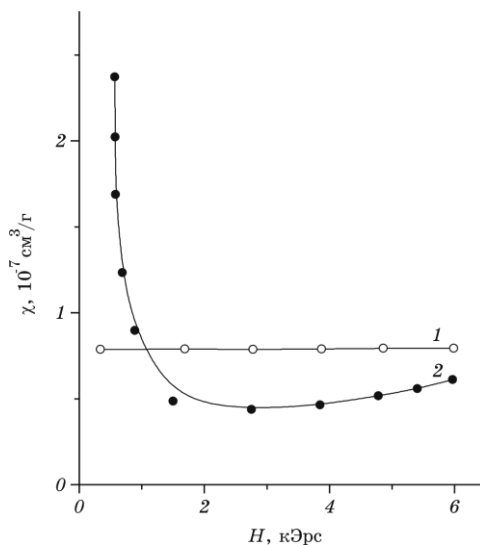


Рис. 4. Полевые зависимости магнитной восприимчивости χ монокристаллов LiNbO_3 (1) и $\text{LiNbO}_3\langle\text{Mg}, \text{Cr}\rangle$ (2).

ное сходство в проявлении необычных магнитодеформационных свойств Mo, Zn, $(\text{InSb})_{1-x}(\text{CdTe})_x$, $\text{LiNbO}_3\langle\text{Mg}, \text{Cr}\rangle$ отметим, что подобные эффекты имеют место в материалах различного типа: металлах и полупроводниках, что, по-видимому, свидетельствует о едином механизме этого явления.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Мы предполагаем, что появление четкого диамагнитного эффекта в слабых магнитных полях вышеописанных образцов молибдена, цинка, $(\text{InSb})_{1-x}(\text{CdTe})_x$, а также существование в них нерезонансного микроволнового поглощения, может свидетельствовать о наличии аномальных диамагнитных фаз в объеме материала.

При проведении рентгеноструктурных исследований деформированных монокристаллов установлено [41], что на их поверхности возникает четкая ячеистая структура. Ячейки имеют размер около 1 мкм в плоскости приложения максимальных напряжений и толщиной около 0,1 мкм (в частности для Mo). Сами же ячейки являются монокристаллами. Можно предположить, что основные электронные изменения происходят на границах ячеек. И хотя границы имеют небольшую толщину (несколько атомных расстояний), однако суммарно занимают значительный объем из-за малых размеров ячеек.

В таких границах малых линейных размеров ($\sim 5-10 \text{ \AA}$) устанавливается существенно неоднородное распределение электронной плотности. Концентрационная зависимость МВ газа электронов дана в [42]. Показано, что

$$\chi = \frac{\chi_{\text{Pauli}}}{(1 - 0,166r_s - 0,046r_s^2 + 0,032r_s^2 \ln r_s)},$$

где r_s — радиус сферы (в атомных единицах), объем которой равен объему, приходящемуся на один электрон проводимости, и является мерой плотности электронов.

На значительную неоднородность электронной плотности на поверхности указывают также измерения контактной разности потенциалов между стандартным электродом и поверхностью. Для этого электрод из золотой проволоки диаметром 0,06 мм укреплался на вибрирующей пластинке, благодаря чему расстояние между ним и поверхностью образца периодически изменялось. Контактная разность потенциалов определялась по величине компенсирующего постоянного напряжения. Было установлено, что относительное изменение контактного потенциала по отношению к стандартному электроду в различных точках поверхности образца изменялась от 0,01 до 0,3 В для степени деформации $\sim 80\%$, что, по-видимому, отражает уровень микронесплошности

поверхности деформированных молибдена и цинка.

Таким образом, видно, что деформация кристаллов вызывает в их объеме генерацию значительных концентраций структурных дефектов. Роль таких дефектов могут играть микротрещины, дислокации или их скопления, комплексы атомов решетки с примесными атомами и т. д. [43]. В любом случае концентрация электронов в местах образования дефектов, независимо от их природы, будет отличаться от концентрации в окружающем материале.

Однако электроны, локализованные в области дефектов, создают высокие значения локальной электронной плотности. По этой причине, в нарушенных областях устанавливаются поля случайных величин намагниченности. Во внешнем магнитном поле, увеличение плотности энергии такой системы ΔW всегда положительно и может быть представлено в виде

$$\Delta W = \int HdM$$

где $dM = Hd\chi$ — локальное изменение намагниченности. МВ структурно-неоднородных кристаллов более диамагнитна (в сравнении с однородными кристаллами), поскольку связана с увеличением энергии системы в целом.

Наконец укажем, что на ход кривой намагничивания большое влияние указывает размерный фактор, так как вектор намагниченности \vec{M} предпочитает располагаться в направлении, в котором размагничивающий фактор N наименьший. Соответствующая энергия называется энергией анизотропии формы и выражается в виде

$$W_{\text{ан.ф.}} = \frac{1}{2} NM^2 \cos \beta$$

где β — угол между направлениями вектора \vec{M} и внешним магнитным полем. Таким образом, направление вектора намагниченности в кристалле определяется энергией внешнего магнитного поля $W_{\text{н.}} = -\vec{M}\vec{H} \cos \alpha$ и энергией анизотропии формы $W_{\text{ан.ф.}}$. Необходимо отметить, что образцы конечной длины и сложной формы в однородном внешнем поле намагничиваются неравномерно и, в этом случае, размагничивающий фактор — величина переменная.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ Y–Ba–Cu–O

По нашему мнению, весьма полезно провести сравнение особенностей магнитных свойств деформированных Mo, Zn, (InSb)(CdTe) с магнитными свойствами ВТСП-керамики Y–Ba–Cu–O. Как известно, купраты относятся к обширному классу соединений, которые называются сложными, поскольку они образованы «сэн-

двичами» из различных элементов. Такие соединения способны кристаллизоваться в виде близких по структуре и энергии так называемых политипов, чьи элементарные ячейки отличаются относительным смещением слоев. В работах [44, 45] экспериментально обнаружена низкотемпературная (293–77 К) экзоэмиссия с ВТСП-керамики $Y-Ba-Cu-O$, проявляющаяся в условиях, имитирующих эксплуатационные. Эмиссия возникала в результате процессов температурного сжатия при охлаждении от 293 до 77 К и расширения при последующем отогреве.

Мы провели измерения МВ керамических образцов $YBa_2Cu_3O_7$ и $Y_{1,2}Ba_{0,8}CuO_4$ («зеленая» фаза). Керамика синтезировалась путем спекания и представляла собой массивные образцы с типичными размерами $5,0 \times 5,0 \times 10$ мм с массой $\sim 0,6$ г. По данным электропроводности образцы $YBa_2Cu_3O_7$ обнаруживали резкий переход в сверхпроводящее состояние при $T \leq 80$ К, в то время как образцы «зеленой» фазы такого перехода не имели [59].

На рис. 5 показаны типичные полевые зависимости восприимчивости для двух типов керамик при комнатной температуре. Для образцов $YBa_2Cu_3O_7$ в области магнитных полей $0 \text{ Эрс} \leq H \leq 2 \text{ кЭрс}$ обнаружена ярко выраженная особенность МВ, тогда как образцы «зеленой» фазы такой особенности не имели.

Измерения МВ, проведенные при 77 К показали, что керамика $Y_{1,2}Ba_{0,8}CuO_4$ стала более парамагнитной (МВ увеличилась на

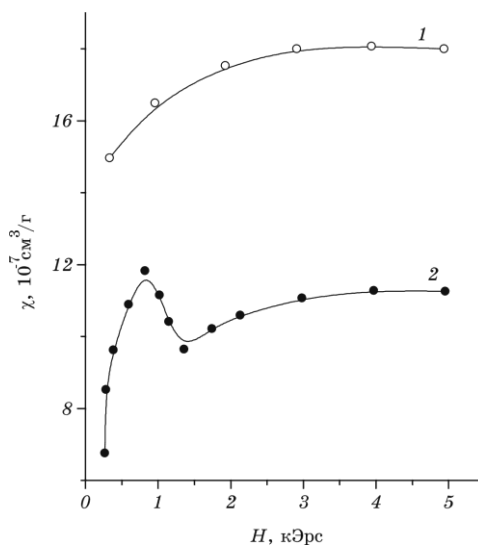


Рис. 5. Полевые зависимости магнитной восприимчивости χ керамических образцов: $Y_{1,2}Ba_{0,8}CuO_4$ («зеленая» фаза) — 1; $YBa_2Cu_3O_7$ (ВТСП) — 2, при комнатной температуре.

50%), но ход кривой $\chi(H)$ качественно не изменился. Для керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ МВ диамагнитна со значением $\chi = -8,0 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}/\text{Г}$ и восприимчивость не зависит от величины магнитного поля в диапазоне $0 \text{ Эрс} \leq H \leq 5 \text{ кЭрс}$.

Образцы ВТСП керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ мы измельчили в порошок с размером зерна $\sim 100 \text{ мкм}$ и измерили его МВ при температурах 77 К и 300 К . Результаты измерений представлены на рис. 6.

На зависимости $\chi(H)$ при $T = 300 \text{ К}$ особенность МВ в области $H \leq 2 \text{ кЭрс}$ отсутствует, однако при 77 К порошок керамики обнаруживает аномальный диамагнетизм лишь в области полей $H \leq 500 \text{ Эрс}$. Такой результат является дополнительным подтверждением предположения о приоритетной роли межзеренных границ в формировании аномальных магнитных свойств порошкового керамического материала Y-Ba-Cu-O .

Можно предположить, что механизм проявления аномальных магнитных свойств для ВТСП керамики и в специально приготовленных чистых металлах и легированных полупроводниках имеет общую природу. К этому выводу мы пришли, анализируя особенности магнитных свойств исследованных веществ. Однако, механизм структурного неупорядочения в образцах керамики, по-видимому, связан с различием в коэффициентах термического расширения составляющих керамику компонент. Аналогичный вывод сделан в работе [46], где указано, что следует учитывать различие парамет-

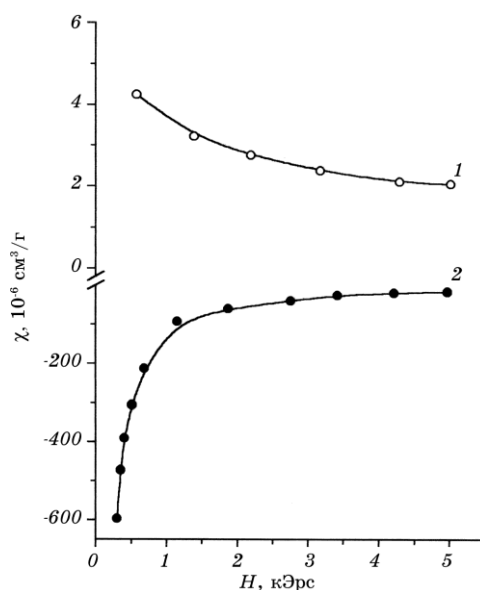


Рис. 6. Полевая зависимость магнитной восприимчивости χ порошка керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$: при 300 К — 1 и при 77 К — 2.

ров решетки металлооксидных соединений для исходной матрицы и для прослоек второй фазы, благодаря чему, эти прослойки оказываются сжатыми до сотен килобар, а разделяемые прослойками блоки матрицы — раздвинутыми на величину порядка $\sim 1 \text{ \AA}$.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. Я. Дехтяр, Р. Г. Федченко, *ФТТ*, **7**, № 3: 893 (1965).
2. И. Я. Дехтяр, В. С. Михаленков, *ФТТ*, **7**, № 5: 2997 (1965).
3. J. Reebie and T. S. Hutchison, *Phys. Rev.*, **74**: 610 (1948).
4. А. И. Дерягин, В. А. Павлов, К. Б. Власов, С. П. Грубова, *Физ. мет. металлвед.*, **32**, № 6: 1231 (1971).
5. А. И. Дерягин, В. А. Павлов, К. Б. Власов, В. Ф. Шишминцев, *Физ. мет. металлвед.*, **41**, № 5: 1101 (1976).
6. И. Я. Дехтяр, В. В. Немошкаленко, *Электронная структура и электронные свойства переходных металлов и сплавов* (Киев: Наук. думка: 1971).
7. Л. П. Страхов, *ФТТ*, **11**, № 11: 3067 (1969).
8. R. K. Mak Crone and C. Cr. Naman, *Solid State Commun.*, **35**, No. 8: 615 (1980).
9. T. H. Geballe and C. W. Chu, *Comm. Sol. St. Phys.*, **9**: 115 (1979).
10. Н. Б. Брандт, С. И. Кувшинников, А. И. Русаков, М. В. Семенов, *Письма ЖЭТФ*, **27**: 37 (1978).
11. B. L. Matess and C. L. Foiles, *Large Diamagnetism and Paramagnetism Associated with a CuCl:Si Interface* (Michigan: 1985) (Prepr./ Michigan State University, USA).
12. P. J. Cote, C. G. Homan, W. C. Moffat et al., *Phys. Rev. B*, **28**: 5041 (1983).
13. T. Ogushi, K. Obara, and T. Anajama, *Japan. J. Appl. Phys.*, **22**: L523 (1983).
14. И. М. Дмитренко, А. А. Мошенский, Б. Л. Ревва, *Тез. докл. 23-го Всесоюзн. совещ. по физике низких температур* (Таллин: 1984), ч. 2, с. 80.
15. И. М. Зарицкий, А. А. Кончиц, *Природа гистерезисных сигналов микроволнового отклика в ВТСП-подобных системах* (Киев: 1991) (Препр./ Институт полупроводников АН УССР: № 4–9).
16. А. В. Бродовой, И. К. Засимчук, В. Г. Колесниченко и др., *Докл. НАН Украины*, № 4: 109 (1997).
17. А. В. Бродовой, В. Г. Колесниченко, С. П. Колесник и др., *Металлофиз. новейшие технол.*, **19**, № 11: 73 (1997).
18. А. А. Бугай, Б. М. Булах, И. Н. Зарицкий, *Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости* (Свердловск: 1987), ч. 1, с. 213.
19. R. H. Wentorf and J. J. Kasper, *Science*, **139**: 338 (1963).
20. J. S. Jamieson, *Science*, **139**: 762 (1963).
21. W. Buchel and J. Wittig, *Phys. Lett.*, **17**: 187 (1965).
22. F. P. Bunday and J. Kasper, *Science*, **139**: 340 (1963).
23. H. Dricamer, *Sol. St. Phys.*, **17**: 1 (1965).
24. И. В. Берман, Н. Б. Брандт, В. И. Сидоров, *Письма в ЖЭТФ*, **14**: 18 (1971).
25. S. Minomura and H. G. Drickamer, *Phys. Chem. Sol.*, **23**: 451 (1962).

26. J. Wittig, *Science*, **155**: 675 (1967).
27. A. Jayaraman, W. Klement, and G. Kennedy, *Phys. Rev.*, **130**: 540 (1963).
28. I. B. Mc Whan, G. W. Hull, and T. R. Mc Donald, *Science*, **147**: 1441 (1965).
29. H. A. Gebbie, P. L. Smith, and I. G. Austin, *Nature*, **188**: 1095 (1960).
30. A. Jayaraman, R. G. Newton, and G. Kennedy, *Nature*, **191**: 1288 (1961).
31. H. E. Wцmmel, A. J. Darnell, and W. F. Libby, *Science*, **139**: 1301 (1963).
32. S. Minomura, B. Okai, V. Onodo, and S. Tanuma, *Phys. Lett.*, **23**: 641 (1961).
33. D. B. Mc Whan and M. Marezio, *J. Chem. Phys.*, **45**: 2508 (1966).
34. A. J. Darnell and W. F. Libby, *Phys. Rev.*, **135**: A145 (1964).
35. S. Geller, A. Jayaraman, and Jr. Hull, *J. Phys. Chem. Sol.*, **26**: 353 (1965).
36. Е. Г. Понятовский, А. Г. Рябинин, *Письма ЖЭТФ*, **6**: 471 (1967).
37. M. D. Banus and M. S. Layine, *J. Appl. Phys.*, **40**, No. 5: 409 (1969).
38. A. V. Brodovoi, V. G. Kolesnichenko, and V. V. Skorohod, *Abstr. of V Int'l Conf. 'Materials Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics* (Proc. SPIE: 2000), p. 83.
39. Ю. А. Браташевский, В. Д. Прозоровский, Ю. О. Хариновский, *ФНТ*, **3**: 120 (1997).
40. И. М. Зарицкий, А. Г. Ракитина, А. А. Кончиц и др., *Письма ЖЭТФ*, **55**, 9: 516 (1992).
41. А. В. Бродовой, Г. А. Зыков, В. П. Кладько и др., *Металлофиз. новейшие технол.*, **21**, № 1: 45 (2000).
42. K. A. Brueckner and K. Sawada, *Phys. Rev.*, **112**, No. 2: 328 (1958).
43. В. Ф. Мачулин, В. И. Хрупа, *Рентгеновская диагностика структурного совершенства слабо искаженных кристаллов* (Киев: Наук. думка: 1995).
44. И. В. Крылова, *ЖФХ*, **65**, № 12: 3266 (1991).
45. И. В. Крылова, *Вестн. МГУ. Химия*, **33**, № 6: 538 (1992).
46. В. Л. Инденбом, *Письма в ЖЭТФ*, **46**, Приложения: 144–147 (1987).