

# Зависимость модуля сдвига Вi керамики от внешних воздействий в диапазоне температур 65–130 К

Л. А. Чиркина, Г. Г. Сергеева, Я. Д. Стародубов,  
М. Б. Лазарева, В. С. Оковит

*Национальный научный центр, Харьковский физико-технический институт,  
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина  
E-mail: gsergeeva@kipt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 2 июня 2000 г., после переработки 29 августа 2000 г.

Проведены измерения динамического модуля сдвига двухфазной висмутовой керамики (Вi-2212 и Вi-2223) в зависимости от температуры, магнитного поля и деформации. Полученные результаты свидетельствуют о многоступенчатом проникновении магнитного поля в образец. Установлено, что уровень модуля сдвига чувствителен к магнитной и дефектной структуре керамики. Обсуждается предположение о том, что наблюдаемые дефекты модуля сдвига связаны с фазовым расслоением в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях фазы 2212.

Здійснено вимірювання динамічного модуля зсуву двофазної вісмутвої кераміки (Вi-2212 та Вi-2223) в залежності від температури, магнітного поля і деформації. Одержані результати свідчать про багатоступінчате проникнення магнітного поля в зразок. Виявлено, що рівень модуля зсуву є чутливим до магнітної і дефектної структури кераміки. Обговорюється припущення про те, що спостережувані дефекти модуля зсуву пов'язані з фазовим розшаруванням в  $\text{CuO}_2$ -площинах фази 2212.

PACS: 74.72.Ns

## Введение

В литературе накоплено достаточно много данных об упругих характеристиках ВТСП материалов и их связи с особенностями решеточной, электронной и магнитной структур [1–7]. Упругие свойства кристаллической решетки ВТСП соединений определяются химическим и фазовым составом и их однородностью, слоистым характером структуры, удельной плотностью, спектром и концентрацией структурных дефектов (включая микротрещины, межгранульные и межфазные границы, поры и одиночные вакансии, дислокации и двойники), наличием локальных внутренних напряжений и нестехиометрического кислорода, структурой купратных плоскостей и особенностями электрон-фононного взаимодействия в них, типом катионов и т. д. [1,7].

Для перовскитных и перовскитоподобных структур характерными являются фазовые переходы типа смещения, которые могут иницииро-

ваться при малых изменениях внешних условий вследствие локальных искажений кристаллической решетки [8]. Кроме того, имеются данные о возможности развития фазовых переходов антиферромагнитного, сегнетоэлектрического типов и типа диэлектрик–металл [9,10]. Особенно важным моментом в Вi-содержащих сверхпроводниках может быть магнитное состояние плоскостей  $\text{CuO}_2$  [6,11].

Из сказанного следует, что даже небольшие отклонения от оптимальной технологии приготовления керамики или изменение ее химической однородности, а также фазовой и дефектной структуры в процессе изучения объекта при воздействии на него температуры, особенно в режиме многократных охлаждений и нагревов (77–300–77 К), деформации (даже небольшой), различных полей (магнитных и электрических) могут привести к появлению внутренних пиковых напряжений и локальных искажений кристалличес-

кой решетки. В проведенных ранее исследованиях температурной зависимости поглощения низкочастотного звука в  $\text{Вi}$  керамических образцах было обнаружено, что влияние магнитного поля приводит к необратимым изменениям состояния образцов и к устойчивой их намагниченности, что свидетельствует о наличии «захваченного» магнитного потока [12]. Настоящая работа посвящена дальнейшему изучению поведения  $\text{Вi}$  керамики в условиях различных внешних воздействий. Проведены измерения изменений динамического модуля сдвига (ДМС) в зависимости от температуры, магнитного поля и деформации и проанализированы полученные результаты.

### Образцы и методика измерений

Исследовались образцы двухфазной (65% фазы 2223 и 30% фазы 2212)  $\text{Вi-Pb-Sr-Ca-Cu-O}$  керамики с  $T_c = 104$  К для фазы 2223 и 85 К для фазы 2212. Оставшимися 5%-ми материала были несверхпроводящие фазы, например  $\text{CaPbO}_4$ . Порошок для прессования керамики состоял из соединений  $\text{Вi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{PbO}$ ,  $\text{SrCo}_3$ ,  $\text{CaCo}_3$ ,  $\text{CuO}$ . Фазовый состав порошка определялся с помощью дифрактометра ДРОН-2 в  $\text{CoK}_\alpha$ -излучении. Образцы размерами  $2 \times 2 \times 24$  мм прессовали под давлением 300 МПа и путем механической обработки доводили до цилиндрической формы диаметром 2 мм. Отжиг полученных цилиндров проводили на воздухе при 1093 К в течение 24 ч с последующим охлаждением до комнатной температуры со скоростью 150 град/ч. Для изучения отбирали образцы с близкими значениями  $T_c$ ,  $\Delta T_c$ , одинаковыми размерами зерен и идентичными текстурами (у 80% зерен ось  $C$  ориентирована в направлении прессования, следовательно, плоскости  $\text{CuO}_2$  ориентированы вдоль оси образца).

Измерения температурной зависимости динамического модуля сдвига выполнялись на образцах в пяти структурных состояниях: А — исходный образец; В — после включения и выключения постоянного продольного магнитного поля (235 Э) при 77 К, приводящего к остаточной намагниченности керамики; С — после отжига образца при 380 К в течение 10 ч с целью его размагничивания; D — после макроупругой деформации  $\gamma = 7,1 \cdot 10^{-4}$  при 65 К; E — после отогрева до 300 К деформированного образца.

Для изучения ДМС использовалась установка типа обратного крутильного маятника [13] в диапазоне температур 65–130 К на частоте 0,8 Гц в режиме нагрева со скоростью 0,5–0,6 град/мин. Амплитуда деформации на поверхности образца при измерении модуля сдвига не превышала

$1 \cdot 10^{-5}$ . Частоту свободных крутильных колебаний при вычислении ДМС определяли на базе 100–120 колебаний образца с помощью частотомера. Погрешность расчета не превышала 0,1%. Отбор образцов и обязательное трех-четырёхкратное термоциклирование (65–300–65 К) позволяли получать хорошую воспроизводимость при измерениях ДМС. При выдержке образца при 300 К (до 6 мес) не обнаружено неустойчивости ДМС. Выводы делались на основании сравнения результатов измерений ДМС пяти параллельных образцов. На каждом из этих образцов были получены серии кривых для всех последовательно созданных состояний (А, В, С, D, E). Сопоставление пяти серий кривых показало полную идентичность характера изменения температурных зависимостей динамического модуля сдвига  $G(T)$  под действием различных внешних факторов. Поэтому в статье приведена серия кривых только для одного из образцов. Температура образца контролировалась угольным термометром сопротивления.

Деформация со скоростью  $10^{-3} \text{ с}^{-1}$  проводилась непосредственно в установке для измерения внутреннего трения при 65 К знакопеременным кручением до относительной деформации  $\gamma = 7,1 \cdot 10^{-4}$ , превышающей рабочую амплитуду измерения внутреннего трения на два порядка. Температура деформации (65 К), получаемая путем откачки паров жидкого азота, выбиралась из соображения стабилизации структурно-фазового состояния исходных образцов (ниже  $NS$ -переходов обеих фаз). Контроль, осуществляемый оптическим методом по возврату колебательной системы в исходное положение после остановки маятника, показал, что остаточная деформация отсутствует. При указанных выше размерах образцов, длине плеча коромысла, равной 540 мм, и оптической системе регистрации амплитуды колебаний коромысла с 50-кратным увеличением погрешность определения деформации образца составляет  $1 \cdot 10^{-4}\%$ . Измерение ДМС после деформации осуществляли без демонтажа и отогрева образца не позже чем через 5 мин после завершения деформации.

Изучение зависимости ДМС  $\text{Вi}$  керамики в исходном состоянии от величины внешнего магнитного поля в интервале 1,5–235 Э проводили при 77 К в постоянном продольном поле, параллельном плоскостям  $\text{CuO}_2$ . Включение магнитного поля осуществлялось после охлаждения образца до 77 К.

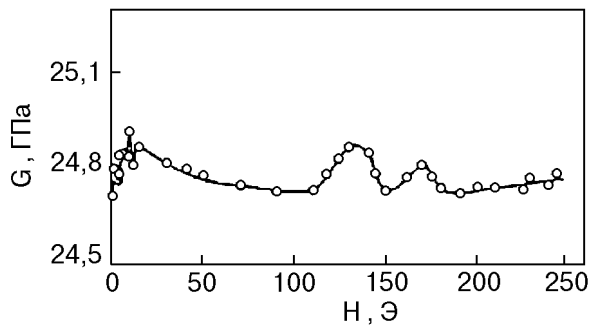


Рис. 1. Полевая зависимость динамического модуля сдвига  $G$  керамики в исходном состоянии при 77 К.

### Результаты измерений

1. Полевая зависимость ДМС  $G$  керамики в исходном состоянии А приведена на рис. 1. Измерения  $G(H)$  в области  $1,5 \text{ Э} \leq H \leq 235 \text{ Э}$  показали, что на фоне практической независимости ДМС от внешнего магнитного поля существуют две области полей, где динамический модуль сдвига претерпевает заметные (до 0,6%) отклонения от фона. Первая область отклонения ДМС от фона находится в интервале 1,5–15 Э, вторая — при 110–180 Э. Представленные данные для двухфазных образцов согласуются с обнаруженным ранее многоступенчатым характером проникновения магнитного поля в керамику [12,14–16].

В области  $1,5 \text{ Э} < H_1 < 10 \text{ Э}$  наблюдаемую в настоящей работе зависимость  $G(H)$  можно связать с проникновением магнитного поля в керамику по неоднородностям микроструктуры типа слабых связей, что соответствует результатам работы [17], согласно которым критические поля межгранульных джозефсоновских связей равны  $H_{c1j} = 2 \text{ Э}$  и  $H_{c2j} = 5 \text{ Э}$ .

Диапазон значений магнитных полей проникновения в объем  $G$  керамики, согласно [18,19], при 77 К очень широк ( $2,5 \text{ Э} < H_{c1} < 80 \text{ Э}$ ). Такие разноречивые данные о величине  $H_{c1}$  обусловлены рядом причин, среди которых — различие полей проникновения для фаз 2212 и 2223 [20] и сильная анизотропия сверхпроводящих параметров [18,19].

2. Температурная зависимость модуля сдвига  $G$  керамики в состояниях А, В, С, D и Е приведена на рис. 2. Как видно на рис. 2,а, ДМС  $G$  керамики в исходном состоянии резко уменьшается (на 0,8%) в области 80–87 К, что совпадает с областью сверхпроводящего перехода фазы 2212. При дальнейшем повышении температуры до 130 К изменение ДМС не наблюдается, т.е. в области сверхпроводящего перехода фазы 2223 для исследуемого двухфазного образца  $G$  керамики аномалия на кривой  $G(T)$  не обнаруживается.

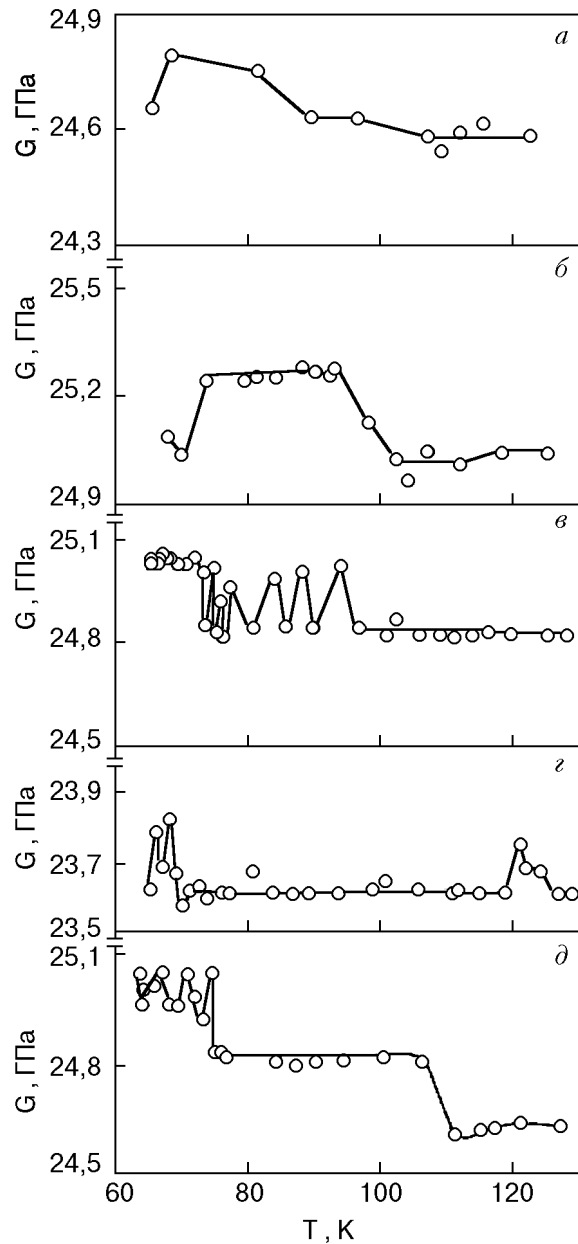


Рис. 2. Температурная зависимость динамического модуля сдвига  $G$  керамики после различных воздействий: исходное состояние (а); наличие «захваченного» магнитного потока (б); после отжига до 380 К (в); после деформации знакопеременным кручением до  $\gamma_{\max} = 7,1 \cdot 10^{-4}$  при 65 К (г); после отогрева деформированного образца до 300 К (д).

«Захваченный» магнитный поток в образце (В-состояние) (рис. 2,б) приводит к увеличению ДМС как в смешанном, так и в нормальном состояниях (соответственно на 2,5 и 1,6%) и к появлению ярко выраженного дефекта модуля с размягчающим эффектом (на 1%) при повышении температуры с 93 до 102 К. Величина «захваченного» магнитного потока (1,5 Э) определялась из сравнения зависимостей  $G(T)$  в различных полях с ДМС в В-состоянии. Оказалось, что, как по аб-

солютной величине (значение ДМС в поле 1,5 Э при 77 К составляет 25,14 ГПа), так и по характеру температурной зависимости, эти кривые идентичны.

После отжига образца при 380 К (С-состояние) (рис. 2,в) происходит частичный возврат ДМС: снижается уровень кривой  $G(T)$  во всем рассматриваемом интервале температур и уменьшается величина дефекта модуля при сохранении температуры его начала. При этом к полному возврату до уровня исходного состояния зависимости  $G(T)$  проведенное размагничивание не привело (см. рис. 2,а,в), т.е. имеется остаточное значение намагниченности  $B_{\text{res}}$ . Измерения величины  $B_{\text{res}}$  при 300 К и экранировании магнитного поля Земли дают величину  $\sim 0,024$  Гс (см. [12]). Кроме того, для образцов в состоянии С характерно появление температурных осцилляций ДМС в интервале 73–95 К, т.е. в области сверхпроводящего перехода фазы 2212 ( $T_c = 85$  К). Амплитуда колебаний осцилляций ДМС составляет 0,4–0,6%, что превышает точность измерений.

Деформация образца (D-состояние) (рис. 2,з) существенно (на 5%) снижает величину модуля сдвига во всем диапазоне температур, устраняет наблюдавшиеся в В- и С-состояниях дефекты модуля сдвига и смещает область осцилляций  $G(T)$  к 65–72 К.

Отогрев деформированного образца до 300 К (Е-состояние) (рис. 2,д) почти полностью восстанавливает упругие свойства керамики до преддеформационного уровня в области температур ниже  $T_c$  (сравнение с кривой на рис. 2,в), а при  $T > T_c$  кривая на рис. 2,д приближается к уровню кривой на рис. 2,а, т.е. к уровню модуля в исходном состоянии. В то же время на кривой на рис. 2,д проявляются дефекты модуля сдвига в областях 75–77 К и 106–112 К, а осцилляции  $G(T)$  наблюдаются при  $T < 75$  К.

### Обсуждение результатов

Рассмотрим возможные причины влияния «захваченного» магнитного потока и остаточного магнитного поля, а также температурно-силовых воздействий на структурное состояние  $V_i$  керамики, контролирующее обнаруженные изменения ДМС.

Уровень ДМС. Анализ полученных экспериментальных данных показывает, что «захваченный» магнитный поток (1,5 Э) повышает уровень ДМС, понижение остаточного магнитного поля до  $B_{\text{res}} = 0,024$  Э приводит к уменьшению степени подъема ДМС, а макроупругая деформация существенно снижает ДМС. Согласно литературным

данным [4], одной из причин повышения ДМС в слабых магнитных полях является изменение формы элементарной ячейки вихревой решетки. Кроме того, причиной наблюдаемого явления может быть структурная перестройка, связанная или с установлением ближнего антиферромагнитного порядка в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях [6], или с расслоением фазы 2212 в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях на диэлектрические и металлические полосы (met-strips) с различной структурой [20,21]. Подобная перестройка, по аналогии с изменением концентрации кислорода в цепочках  $\text{Cu1-O1}$  в иттриевой керамике, приводит к изменению всех силовых постоянных [7]. При этом взаимодействие любых носителей деформации с границами различного типа (например, границы между фазами 2223 и 2212, наличие страйп-структур в медь-кислородных плоскостях) должно способствовать росту динамических характеристик [22].

Известно, что локализация магнитного поля в керамиках происходит на межгранульных связях [5,23,24]. Поэтому предположим, что так же, как и в иттриевой керамике [9], области локализации «захваченного» магнитного потока будут ограничиваться системами слабых связей и областями, прилегающими к ним. Это приводит к тому, что эффект наблюдаемого увеличения ДМС составляет 2,5%.

Более существенное (5% и обратного знака) изменение уровня ДМС после макроупругой деформации керамики (состояние D) может быть связано с тем, что деформация затрагивает не только область межгранульных контактов, но и микрообласти в объеме зерна. Для рассматриваемой в настоящей работе степени деформации  $V_i$  керамики уменьшение уровня ДМС, вероятно, обусловлено как накоплением дефектов в области джозефсоновских контактов [9], так и изменениями дефектной структуры в зернах. При этом изменение дислокационной структуры при используемой деформации, ограниченной областью макроупругости, возможно лишь в рамках увеличения числа длиннопетлевых дислокаций из-за отрыва дислокационных сегментов от точек закрепления под действием внешнего знакопеременного силового поля, а массового размножения дислокаций не происходит. Это подтверждается и отсутствием остаточной деформации, и возвратом кривой  $G(T)$  после отогрева до 300 К деформированного образца (рис. 2,д) к преддеформационному уровню (рис. 2,в).

Наблюдаемый характер возврата  $G(T)$  после отогрева до 300 К позволяет высказать суждение, что в процессе деформации при 65 К до  $\gamma =$

$= 7,1 \cdot 10^{-4}$  возникают неустойчивые низкоэнергетические структурные образования, для которых тепловая активация при нагреве керамики до 300 К оказывается достаточной для практически полного возврата этих структурных дефектов. При этом вероятность образования таких структурных дефектов будет увеличиваться вследствие двухфазности исследуемой керамики, неустойчивость которой к термоциклированию 300–77–300 К отмечалась ранее [12]. Такими неустойчивыми структурными дефектами деформационного происхождения могут быть либо точечные дефекты с низкой энергией миграции, т.е. межузельные атомы и одиночные вакансии, либо метастабильные фазы. К высокой концентрации точечных дефектов может привести как возникновение межузельных атомов и вакансий при перемещении дислокационных петель со ступеньками под действием внешней знакопеременной нагрузки, так и смещение атомов кислорода в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях из положения равновесия в междоузлия [25].

Метастабильные фазы для перовскитных структур, согласно [8], получают путем инициирования фазовых переходов типа смещения, что достигается при локальных искажениях кристаллической решетки даже при очень малых деформациях керамики. По-видимому, макроупругая деформация, смещая атомы кислорода, способна разрушить структуру, возникшую под действием «захваченного» магнитного потока, подобно тому, как эта структура разрушается в магнитных полях из-за поляризации спинов [6], т.е. деформация как бы нивелирует эффект влияния остаточного магнитного момента на уровень ДМС, и динамический модуль сдвига  $V_i$  керамики после деформации снижается. При отогреве упругая деформация частично снимается, дефектная и фазовая структуры претерпевают возврат и влияние остаточного магнитного поля при  $T < T_c$  восстанавливается.

Дефекты ДМС. Данные о характере аномалий температурной зависимости упругих модулей одно- и двухфазных висмутовых соединений в областях сверхпроводящих переходов (70–120 К) и их интерпретации весьма разноречивы [1,26–31].

В ряде работ акустические аномалии связывают непосредственно с развитием сверхпроводящего перехода [1,30]. В большинстве случаев аномалии акустических параметров вблизи  $T_c$  оцениваются как следствие структурной и фазовой неустойчивости и развития фазовых переходов сдвигового типа с многокомпонентным параметром порядка [1,27,29,31]. При анализе фазовых переходов сдвигового типа, совпа-

дающих по температуре со сверхпроводящими переходами фаз 2212 и 2223, большое внимание уделяется состоянию  $\text{CuO}_2$ -плоскостей и возможности локальных коррелированных ангармонических смещений атомов кислорода относительно атомов меди на 0,2–0,3 Å вдоль оси  $C$  [29].

В настоящей работе на исходном образце в районе  $T_c$  аномалия температурной зависимости  $G(T)$  (рис. 2,а) не обнаружена, но при появлении «захваченного» магнитного потока (рис. 2,б) при  $T < T_c$  наблюдается существенный дефект ДМС разупрочняющего типа (при нагреве). Если бы этот дефект модуля был обусловлен сверхпроводящим переходом, то его знак и величина были бы иными [27]. Поэтому мы считаем, что появление дефекта ДМС при возникновении в образце «захваченного» магнитного потока является следствием превращения, стимулированного полем. Одним из таких превращений в  $V_i$  керамике при наличии остаточной намагниченности, вероятно, является установление ближнего антиферромагнитного порядка в диэлектрических полосах в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях [6]. В нашей работе начало дефекта ДМС при наличии «захваченного» магнитного потока (рис. 2,б) или остаточного магнитного поля (рис. 2,в) и отсутствии других внешних воздействий так же, как и в [6], привязано к одной и той же температуре, но по величине зависит от уровня этих полей.

Можно предположить, что макроупругая деформация (состояние D), внося избыточное количество деформационных дефектов, разрушает магнитное упорядочение диэлектрических полос в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях фазы 2212, что приводит к исчезновению дефектов ДМС (рис. 2,г). На отогретом образце (рис. 2,д) появляются два дефекта модуля, весьма вероятно, свидетельствующие о частичном восстановлении магнитного упорядочения диэлектрических полос в сверхпроводящем состоянии.

Осцилляции на зависимости  $G(T)$ . Осциллирующие зависимости упругих характеристик при  $H < 200$  Э были обнаружены ранее на иттриевых керамиках [5,32,33] и связывались с соответствующими деформациями решетки в области сверхпроводящего перехода, с появлением структурных областей с близкими скоростями звука и возникновением интерференций, обусловленных проникновением магнитного потока в междоузельные контакты и в замкнутые гранульные кластеры.

Мы наблюдали осцилляции на зависимости  $G(T)$  в малом остаточном магнитном поле в области температур ниже сверхпроводящего перехода

фазы 2212, которые согласуются с результатами измерений температурной зависимости низкочастотного внутреннего трения в таких же образцах [12]. Возможной причиной осцилляций признано фазовое расслоение в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях фазы 2212 на металлические и диэлектрические полосы с различными упругими свойствами [34].

### Выводы

Анализ результатов измерений полевой ( $0 \leq H \leq 250$  Э) и температурной ( $65 \text{ K} \leq T \leq 130 \text{ K}$ ) зависимостей ДМС как для исходного состояния, так и после намагничивания, отжига и деформации образцов двухфазной висмутовой керамики позволяет сделать следующие выводы.

1. На полевой зависимости ДМС существуют две области магнитных полей (1,5–15 Э и 110–180 Э), где наблюдаются изменения ДМС, которые могут быть связаны с многоступенчатым характером проникновения магнитного поля в ВТСП керамику с существенно неоднородной микро- и макроструктурой.

2. Температурная зависимость уровня ДМС очень чувствительна к магнитной и дефектной структурам керамики. «Захваченный» магнитный поток (1,5 Э) повышает уровень ДМС (на 2,5% в смешанном и на 1,6% в нормальном состояниях). Размагничивание образца (путем отжига при 380 К) до уровня остаточной намагниченности уменьшает степень подъема ДМС вдвое. Макроупругая деформация ( $\gamma = 7,1 \cdot 10^{-4}$ ) при 65 К существенно (на 5%) снижает уровень ДМС. Высказывается предположение, что влияние «захваченного» магнитного потока или остаточного магнитного поля на уровень ДМС определяется коррелированным смещением атомов и точечных дефектов и установлением ближнего антиферромагнитного упорядочения атомов меди в диэлектрических полосах в плоскостях  $\text{CuO}_2$  фазы 2212. Деформация, создавая высокую концентрацию неустойчивых низкоэнергетических структурных образований (таких, как межузельные атомы, одиночные вакансии и метастабильные фазы), разрушает ближний антиферромагнитный порядок в диэлектрических полосах, что снижает уровень ДМС.

3. При  $T < T_c$  для структурных состояний А, В и С характерно наличие одного, а для состояния, возникающего после отогрева деформированного образца (Е), двух дефектов ДМС разупрочняющего типа (при измерении в режиме нагрева), не привязанных жестко к температурам сверхпроводящих переходов 2212 и 2223 фаз. Температурное положение дефектов модуля зависит от наличия

остаточной намагниченности, количества и спектра дефектов, особенно точечных. Предполагается, что наблюдаемые дефекты ДМС связаны с фазовым расслоением в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях фазы 2212.

4. При наличии малой остаточной намагниченности на кривых  $G(T)$  возникают осцилляции в области сверхпроводящего состояния фазы 2212. Они, вероятно, появляются вследствие фазового расслоения в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях фазы 2212 на металлические и диэлектрические полосы с различными упругими характеристиками.

Для однозначного суждения о влиянии малых остаточных магнитных полей, деформации и температуры на упругие характеристики  $V_i$  керамики и их особенности необходимо проведение дополнительных комплексных исследований.

1. С. В. Лубенец, В. Д. Нацик, Л. С. Фоменко, *ФНТ* **21**, 475 (1995).
2. Н. К. Жученко, Р. З. Ягуз, *СФХТ* **6**, 1801 (1993).
3. В. П. Семиноженко, В. Ф. Хирный, Ю. А. Гринченко, А. А. Козловский, *СФХТ* **6**, 2010 (1993).
4. Д. А. Купцов, *СФХТ* **4**, 1846 (1991).
5. М. М. Гайдуков, Е. Ф. Гацура, Е. К. Гольдман, Л. Ковалевич, А. Б. Козырев, А. Ю. Попов, Т. Б. Самойлов, *СФХТ* **3**, 2194 (1990).
6. А. Л. Гайдук, В. Д. Филь, Н. Г. Бурма, В. И. Доценко, М. Н. Сорин, Н. М. Чайковская, А. М. Гуревич, В. Н. Еропкин, А. И. Смирнов, в кн.: *Тез. докл. 3-го Всесоюзного совещания по ВТСП*, Харьков (1991), т. 3, с. 122.
7. И. Натканец, А. В. Белушкин, Е. А. Горемычкин, Я. Майер, И. Л. Шашин, В. К. Федотов, Р. К. Николаев, Е. Г. Понятовский, Н. С. Сидоров, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 166 (1988).
8. Е. Г. Фесенко, *Семейство перовскита и сегнетоэлектричество*, Атомиздат, Москва (1972).
9. А. М. Долгин, В. Д. Нацик, С. Н. Смирнов, *ФНТ* **16**, 1326 (1990).
10. Н. В. Анушукова, А. И. Головашкин, Л. И. Иванова, О. Т. Малючков, А. П. Русаков, *ФНТ* **22**, 485 (1996).
11. В. I. Ivlev, Yu. N. Ovchinnikov, and V. Z. Pokrovsky, *Europhys. Lett.* **13**, 187 (1991).
12. Б. Г. Лазарев, Я. Д. Стародубов, Г. Г. Сергеева, М. Б. Лазарева, Л. А. Чиркина, В. С. Оковит, А. В. Чечкин, В. Т. Петренко, М. А. Тихоновский, *ФНТ* **22**, 819 (1996).
13. И. А. Гиндин, В. И. Коваленко, В. С. Оковит, Я. Д. Стародубов, Л. А. Чиркина, *Зав. лаб.* **11**, 1397 (1970).
14. Э. Б. Сонин, А. К. Таганцев, *ЖЭТФ* **95**, 994 (1989).
15. М. А. Зеликман, *СФХТ* **5**, 1819 (1992).
16. С. Г. Овчинников, *УФН* **167**, 1042 (1997).
17. Ю. Н. Мясоедов, И. И. Габриель, В. Н. Давыдов, в кн.: *Тез. докл. 2-й Международной конференции «Материаловедение высокотемпературных сверхпроводников»*, Харьков, (1995), с. 20.
18. Н. В. Заварицкий, В. Н. Заварицкий, *Письма в ЖЭТФ* **53**, 212 (1991).
19. Kimihito Tagaya, Kunihiro Senda, Taturu Yosida, Nobuo Fukuoka, and Hiroyuki Sasakura, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, part 2, L1170 (1992).
20. Г. Г. Сергеева, Ю. П. Степановский, А. В. Чечкин, *ФНТ* **24**, 1029 (1998).

21. *Phase Separation in Cuprate Superconductors*, K. A. Muller (ed. ), World Scientific Pub., Singapore (1992); A. Bianconi and M. Missori, *J. Phys. (Paris)* **4**, 361 (1994).
22. *Внутреннее трение и дефекты в металлах*, В. С. Постникова (ред. ), Металлургия, Москва (1965).
23. Г. В. Голубничая, А. Я. Кириченко, И. Г. Максимчук, Н. Т. Черпак, *ФНТ* **23**, 167 (1997).
24. P. K. Mishra, G. Ravikumar, and P. Chaddan, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L1612 (1990).
25. А. В. Солдатов, Т. С. Иванченко, *СФХТ* **6**, 1997 (1993).
26. П. П. Паль-Валь, Л. Н. Паль-Валь, В. Д. Нацик, И. Ф. Кисляк, В. И. Доценко, *ФНТ* **22**, 1452 (1996).
27. M. Saint-Paul, I. Z. Tholence, H. Noel, J. C. Zevet, M. Potel, and P. Gongeon, *Physica* **B 165–166**, 1279 (1990).
28. М. Б. Лазарева, В. С. Оковит, В. Т. Петренко, Г. Г. Сергеева, Я. Д. Стародубов, М. А. Тихоновский, Л. А. Чиркина, *ФНТ* **20**, 840 (1994).
29. J. Wu, Y. Wang, P. Guo, H. Shen, Y. Yan, and Z. Zhao, *Phys. Rev.* **B47**, 2806 (1993).
30. G. d'Anna, W. Benoit, and H. Berger, *Phys. Status Solidi* **A125**, 2, 589 (1991).
31. Y. N Wang, J Wu, H. M Shen, J. S Zhu, X. H Chen, YF. Van, and Z. X Zhao, *Phys. Rev.* **B 41**, 8981 (1990).
32. А. И. Головашкин, О. М. Иваненко, А. В. Мицек, В. А. Данилов, И. И. Перепечко, Г. М. Лейтус, О. Г. Карпинский, В. Ф. Шамрай в кн.: *Тез. докл. конф. «Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости»*, Свердловск (1987), ч. 3, с. 180.
33. Л. Я. Кобелев, Л. Л. Нугаева, Ю. Ф. Горин, Ю. А. Лобанов, В. Б. Злоказов в кн.: *Тез. докл. конф. «Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости»*, Свердловск (1987), ч. 2, с. 180.
34. М. В. Lazareva, В. G. Lazarev, Ya. D. Starodubov, G. G. Sergeeva, L. A. Chirkina, and V. S. Okovit, *LT-22*, Finland (to be publ. in *Physica* **B**, 2000).

## The dependence of shear modulus of Bi ceramics on external action in the temperature region 65–130 K

L. A. Chirkina, G. G. Sergeeva,  
Ya. D. Starodubov, M. B. Lazareva,  
and V. S. Okovit

The experimental dependence of dynamic shear modulus of biphasе Bi ceramics (Bi-2212 and Bi-2223) on temperature, magnetic field and deformation are presented. The results testify of the multi-stage penetration of magnetic field into a sample. The shear modulus is found to be sensitive to magnetic and defective structure of the ceramics. It is assumed that the observed defects of the shear modulus are connected with the phase separation in the CuO<sub>2</sub> planes of phase 2212.