

ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В СВЕХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКЕ $(\text{BiPb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 6–290 К

© Б.К.Кардашев, С.П.Никаноров, Б.И.Смирнов,
М.Т.Ланаган*, Н.Чен*, К.К.Горетта*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Аргонская национальная лаборатория, 60439 Аргон, США
(Поступила в Редакцию 23 мая 1996 г.)

Методом составного вибратора изучено затухание ультразвуковых продольных колебаний в образцах сверхпроводящей висмутовой керамики $(\text{BiPb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ при амплитудах колебательной деформации до $3 \cdot 10^{-5}$ в области температур 6–290 К. Показано, что амплитудно-зависимое внутреннее трение, проявляющееся как в области комнатной, так и при гелиевых температурах, практически полностью отсутствует в интервале температур 100–140 К. Полученные результаты объясняются особенностями движения дислокаций в этом материале. Приводятся данные о влиянии магнитного поля на акустические характеристики при 7 К.

Исследования внутреннего трения и скорости звука в высокотемпературных сверхпроводниках позволяют получить информацию как о механических свойствах материала, так и о динамике решетки и дефектов ее структуры. Поэтому изучение температурных спектров внутреннего трения Q^{-1} и модулей упругости C_{ij} в области температур 4.2–300 К в системе BiSrCaCuO производилось ранее в целом ряде работ [1–7].

В случае керамики и монокристаллов на температурных спектрах внутреннего трения наблюдались пики в окрестностях температур 130–145, 220–240 и около 285 К. Вблизи этих температур фиксировались также перегибы на температурных зависимостях модулей упругости. Большинство авторов отмечает, что температуры пиков Q^{-1} и перегибов $C_{ij}(T)$ не зависят от частоты. Кроме того, в [8] подчеркивается, что фоновое внутреннее трение в $(\text{BiPb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (Bi-2223) при снижении температуры начинает резко падать около температуры сверхпроводящего перехода T_c .

Авторы [8] полагают, что упомянутые пики и перегибы на температурных зависимостях внутреннего трения и модулей упругости около 95 и 130–150 К вызваны фазовыми изменениями при сохранении симметрии решетки. Эти изменения происходят за счет потери устойчивости решетки и предшествуют сверхпроводящему переходу. Падение же

фона внутреннего трения около T_c связано с изменением электронной системы (подвижными поляронами). В [9] перегибы зависимостей C_{ij} , предшествующие сверхпроводящему переходу, объясняются частичным спариванием поляронов в приближении сильных полярон-поляронных корреляций, а особенности при 130–190 К связываются с изменениями степени тетрагональности решетки.

Следует отметить, что высота пиков внутреннего трения, их температура, а также характер изменения фонового внутреннего трения могут зависеть от амплитуды колебаний упругой волны. В то же время часто производится сопоставление результатов измерений разными методами, при использовании которых амплитуда колебаний может меняться на несколько порядков. Это вызвано тем, что амплитудные зависимости внутреннего трения и модулей упругости в висмутовых ВТСП-керамиках не изучались. Исследования же амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ) представляют большой интерес, поскольку они дают сведения о микропластичности материала.

Изучению микропластических свойств высокотемпературных сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_x$ (Y-123) акустическими методами посвящен ряд работ [10–15]. В настоящее время установлено, что в керамических образцах АЗВТ можно наблюдать вплоть до гелиевых температур. Оказывается, что при этих температурах проявляется не только амплитудная, но и необычная для этих температур временная зависимость поглощения ультразвука, если уровень амплитуды, воздействующей на образец, является достаточно высоким. Полученные данные о микропластическом поведении образцов [10–15] обсуждаются в рамках представлений о дислокациях, рассеивающих акустическую энергию при колебательном движении на различного рода препятствиях. Эти препятствия (в первую очередь точечные дефекты) оказываются подвижными и в области гелиевых температур.

В настоящей работе круг исследуемых ВТСП-материалов был расширен, и мы изучали АЗВТ в монокристаллических сверхпроводниках $(BiPb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ в интервале температур 6–290 К. При этом для получения дополнительной информации о динамике дислокаций некоторые опыты проводились также в магнитном поле, параллельном продольным колебаниям образца. Последнее необходимо для того, чтобы поглощение энергии за счет взаимодействия упругих волн с магнитными вихрями было минимальным [16].

1. Методика и результаты исследований

Большие пластины Bi-2223 размером $3 \times 9 \times 80$ мм получались путем многократного холодного прессования и последующего спекания [17]. Содержание фазы Bi-2223 в них составляло более 90%, и они демонстрировали выраженную текстуру с осью c , параллельной направлению прессования. Плотность критического тока J_c , определенная импульсным методом, была порядка 10^3 А/см², а $T_c \approx 106$ –107 К.

Для акустических исследований использовались образцы размером $2 \times 2.5 \times 18$ мм. Измерения внутреннего трения проводились методом составного пьезоэлектрического вибратора при продольных колебаниях на частотах около 100 кГц при автоматическом управлении экспериментом [18]. Детальное описание усовершенствованной установки приведено в [11].

Исследования внутреннего трения и упругих свойств Y-123-керамик [13,15] показали, что их акустические характеристики чувствительны к предыстории образца, а именно зависят от скорости охлаждения и нагревания образца, от амплитуды колебаний упругой волны, возбужденной в образце, и времени выдержки образца при данной амплитуде. Поэтому в настоящей работе измерения проводились по специально разработанной программе.

Указанная программа включала в себя 1) измерения амплитудных зависимостей декремента колебаний δ и резонансной частоты f испытуемого образца при двух фиксированных температурах (комнатной и 7 К) в диапазоне амплитуд относительной колебательной деформации ϵ от $4 \cdot 10^{-7}$ до $3 \cdot 10^{-5}$; 2) измерения температурных зависимостей декремента δ при охлаждении от комнатной температуры до 7 К параллельно при двух фиксированных амплитудах: $2 \cdot 10^{-6}$ (амплитудно-независимая область) и $3 \cdot 10^{-5}$ (область амплитудной зависимости декремента); при таких параллельных измерениях δ колебания в образце в основном осуществлялись при $\epsilon = 3 \cdot 10^{-5}$, и только на короткое время, не превышающее 0.5 с, в образце устанавливалась малая амплитуда $2 \cdot 10^{-6}$, погрешность стабилизации указанных амплитуд была не более 2%, скорость охлаждения в этом опыте была около 2 К/мин; 3) изучение в аналогичном режиме временной зависимости акустических характеристик δ и f , возникающей в материале образца под влиянием интенсивного ультразвука в области низких температур; 4) изучение возврата δ и f после снятия с образца интенсивного акустического возбуждения.

Акустические измерения в области низких (гелиевых) температур можно было проводить также и в магнитном поле величиной до 10 кОе.

На рис. 1 приведены амплитудные зависимости декремента и резонансной частоты, снятые при 285 и 7 К. Видно, что в обоих случаях ярко проявляется область амплитудно-зависимого поглощения ультразвука. Кроме того, как при низкой, так и при высокой температурах наблюдается амплитудный гистерезис: кривые при последовательном увеличении и уменьшении амплитуды не совпадают друг с другом. Существенная разница для двух температур заключается лишь в уровне затухания: при 7 К декремент на порядок ниже. Следует заметить, что максимальная амплитуда $\epsilon = 3 \cdot 10^{-5}$ в этих опытах была одинаковой.

В то же время оказалось, что в диапазоне температур от 7 К до комнатной имеется интервал (примерно от 100 до 140 К), где амплитудно-зависимое поглощение в Bi-2223 керамике при тех же амплитудах полностью отсутствует. Этот эффект демонстрируется рис. 2, где представлены результаты опыта по изучению температурной зависимости δ . Декремент, как отмечалось выше, измерялся параллельно при двух амплитудах (малой и большой) так, чтобы получить информацию о поведении амплитудно-независимого δ_i (кривая 1) и амплитудно-зависимого $\delta_h = \delta - \delta_i$ (кривая 2) декремента. Из рисунка видно, что при температурах ниже 100 К наблюдается качественно различный характер поведения этих двух зависимостей: если один де-

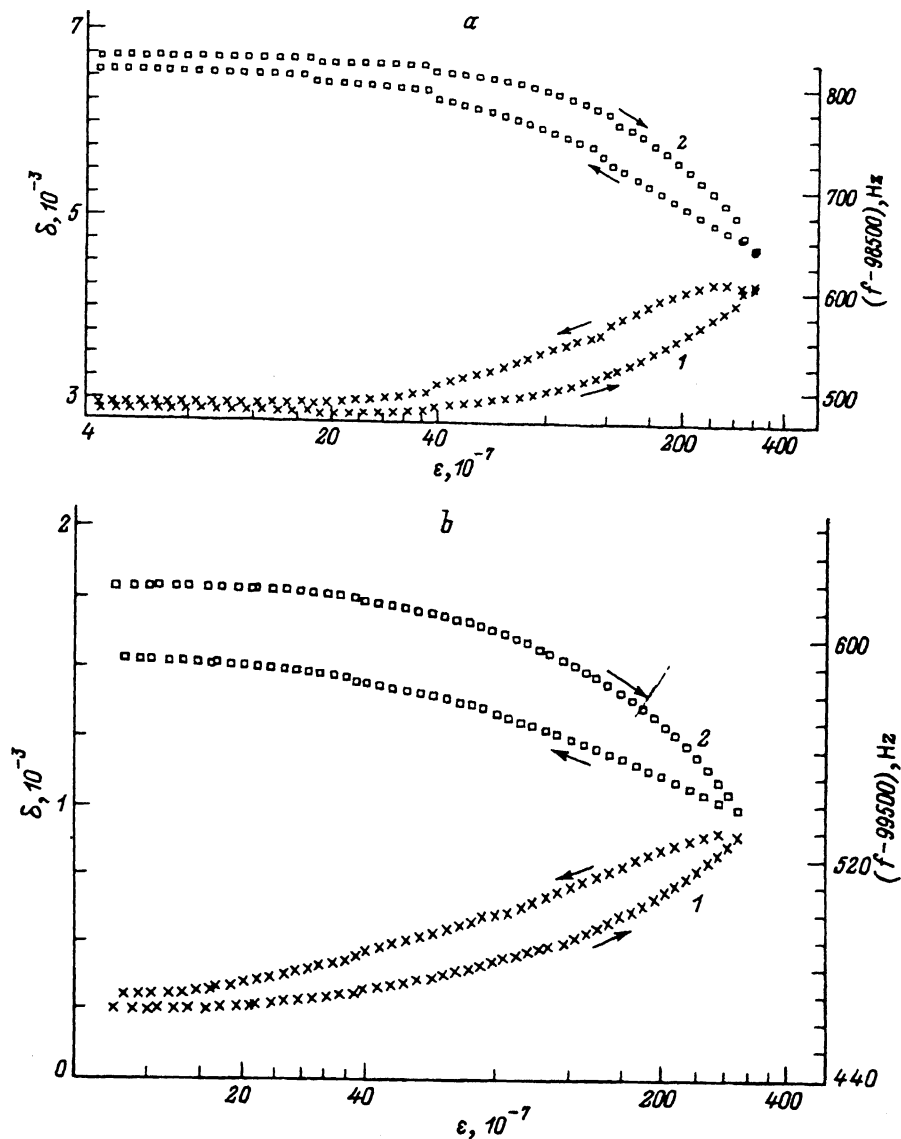


Рис. 1. Амплитудные зависимости декремента δ (1) и резонансной частоты f (2) образца Vi-2223, измеренные при 285 (а) и 7 К (б). Стрелки указывают направление изменения амплитуды.

кремент, например δ_h , с понижением температуры растет, то другой падает, и наоборот.¹

Наличие амплитудного гистерезиса δ и f (рис. 1) для различных материалов, как правило, сопровождается заметными временными зависимостями акустических параметров [18]. Однако по сравнению с

¹ Область температур от 30 до 50 К для декремента сильно искажена из-за присутствия пика поглощения в кварцевом преобразователе и поэтому не анализируется.

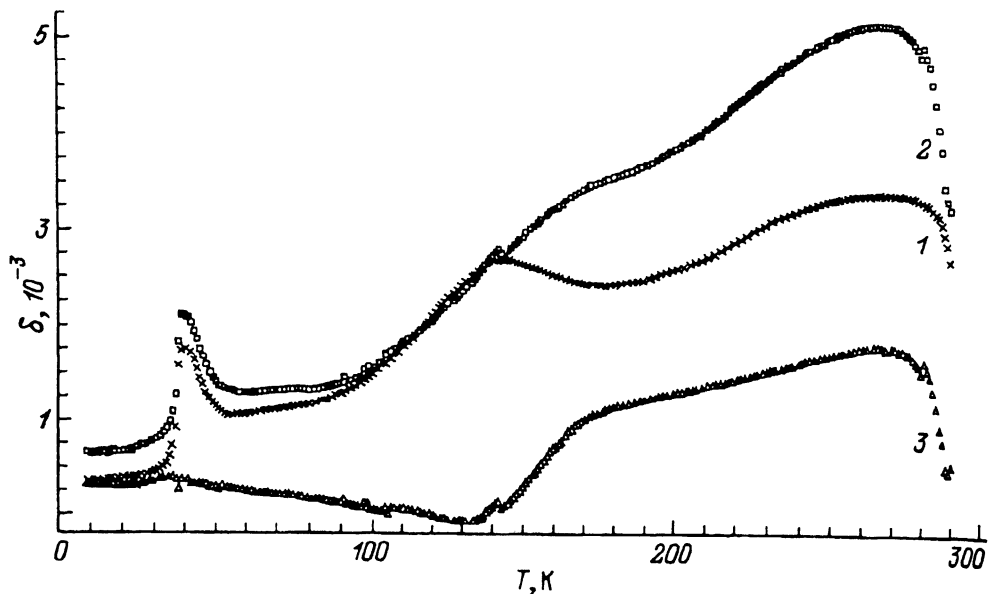


Рис. 2. Температурные зависимости декремента δ , снятые параллельно при двух амплитудах $\epsilon = 2 \cdot 10^{-6}$ (1) и $3 \cdot 10^{-5}$ (2). 3 — разность между кривыми 2 и 1, представляющая поведение амплитудно-зависимого декремента δ_h .

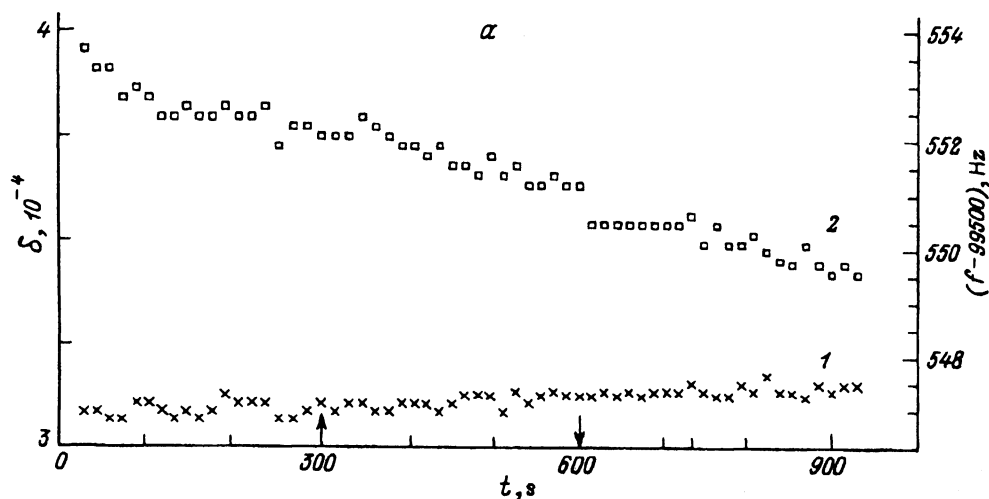


Рис. 3. Временные зависимости декремента δ (1) резонансной частоты f (2), измеренные параллельно при двух амплитудах $\epsilon = 2 \cdot 10^{-6}$ (a) и $3 \cdot 10^{-5}$ (b). c — поведение амплитудно-зависимых декремента δ_h (3) и дефекта модуля Юнга $(\Delta E/E)_h$ (4). $T = 7$ К. Стрелками обозначены моменты включения (↑) и выключения (↓) магнитного поля $H = 8.5$ кОе.

другими материалами поведение акустических характеристик высокотемпературных сверхпроводников является не совсем обычным: в этих материалах зависимости δ и f от времени выдержки t при постоянной амплитуде из области АЗВТ наблюдаются вплоть до очень низких температур. Для одного из образцов Vi-2223 этот эффект де-

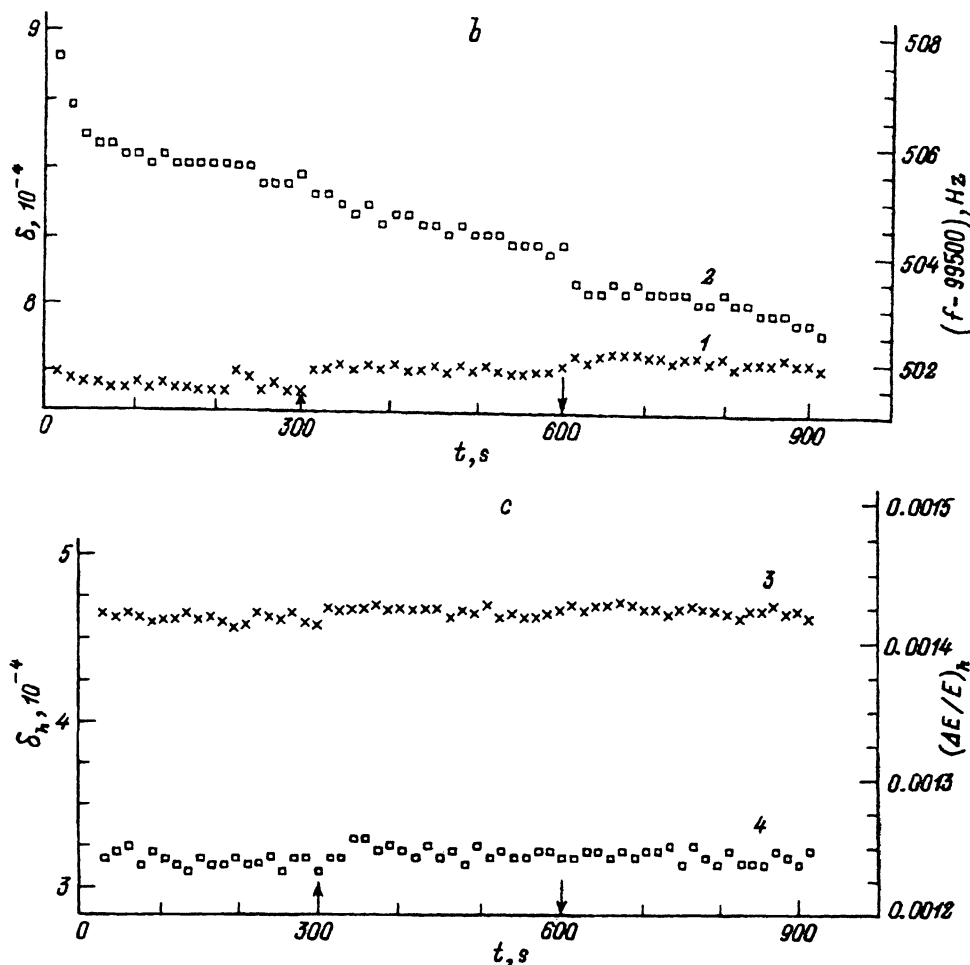


Рис. 3 (продолжение).

монстрируется на рис. 3, где приведены результаты, полученные при большой и малой амплитудах. Интересно отметить, что в данном случае временная зависимость δ определяется в основном изменением со временем амплитудно-независимых декрементов δ_i и резонансной частоты f_i . Амплитудно-зависимый декремент δ_h и дефект модуля Юнга $(\Delta E/E)_h = 2(f - f_i)/f_i$ практически не зависят от времени воздействия ультразвука большой интенсивности (рис. 3, c).

Следует еще отметить, что в этом материале при столь низкой температуре можно наблюдать возврат акустических параметров δ_i и f_i к прежним значениям после снятия с образца интенсивного акустического возбуждения (рис. 4).

Данные рис. 3 позволяют оценить также уровень воздействия магнитного поля на акустические характеристики Vi-2223, когда направление магнитного поля совпадает с направлением продольных колебаний стержневого образца. Как оказывается, магнитное поле практически не влияет на декременты δ_i и δ_h , а также на амплитудно-зависимый

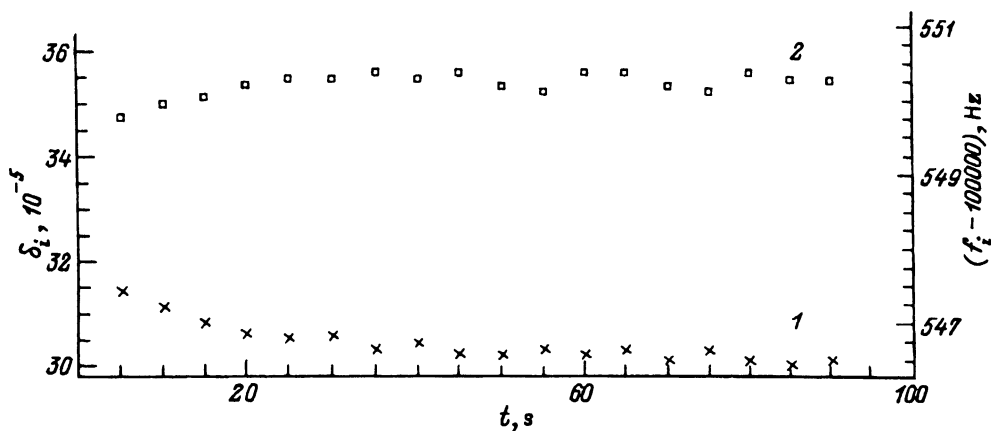


Рис. 4. Возврат амплитудно-независимых декремента δ_i (1) и резонансной частоты f_i (2) после снятия высокоамплитудного ультразвукового возбуждения образца.

Измерения выполнены при $\epsilon = 2 \cdot 10^{-6}$; $T = 7$ К.

дефект модуля Юнга $(\Delta E/E)_h$. И лишь на зависимостях $f(t)$ наблюдаются слабые изменения при включении и выключении магнитного поля.

2. Обсуждение результатов

1) Амплитудно-временные и температурные зависимости. По современным представлениям в кристаллических твердых телах амплитудные зависимости внутреннего трения и действующего модуля Юнга при продольных колебаниях стержня (или резонансной частоты, так как $E \sim f^2$) вызываются нелинейным по амплитуде колебательным движением дислокаций [18,22]. Дислокации под действием колебательной нагрузки достаточной величины преодолевают силовые поля точечных дефектов, а при весьма значительных амплитудах может происходить также и размножение дислокаций.

Характер поведения амплитудных зависимостей декремента и резонансной частоты в исследованной керамике Вi-2223 в значительной мере напоминает поведение дислокационного внутреннего трения в металлах и ионных кристаллах (см., например, [18]). В настоящее время методами просвечивающей электронной микроскопии обнаружены дислокации в образцах высокотемпературных сверхпроводников [23-25]. Поэтому анализ акустических эффектов в данном случае может быть выполнен в рамках существующих моделей дислокационного внутреннего трения.

В соответствии с теоретическими представлениями амплитудный гистерезис (рис. 1) может быть вызван либо размножением дислокаций, либо изменениями в системе дислокация-центр закрепления. В качестве центров закрепления обычно рассматриваются различные по своей природе точечные дефекты, которые могут располагаться как в плоскости скольжения дислокаций, так и на некотором расстоянии от нее.

Необходимо отметить, что изменения в дислокационной структуре исследованного в данной работе материала, вызываемые измерениями амплитудных зависимостей, не являются полностью необратимыми. Через сравнительно небольшой промежуток времени (около 10 min) исходные значения акустических параметров образца при комнатной температуре восстанавливаются; для полного возврата акустических характеристик после испытания при 7 К достаточно отогреть до комнатной температуры. Подобного рода обратимость эффекта, а также достаточно низкий уровень колебательных напряжений (менее 1 МПа) в опытах при столь низких температурах практически полностью исключают возможность объяснения амплитудного гистерезиса размножением дислокаций.

Изменения в системе дислокация–центры закрепления могут быть связаны с диффузионной подвижностью точечных дефектов. В этом случае нужно рассматривать диффузионное перемещение стопоров в силовых полях колеблющихся дислокаций, когда помимо диффузии точечных дефектов возможен и отрыв дислокаций от этих стопоров [18,22]. При достаточно высоких амплитудах это может приводить к весьма сложной температурной зависимости амплитудно-зависимого поглощения с рядом максимумов и минимумов [22]. По всей видимости, при сравнительно высоких температурах (около 270 К) такой механизм поглощения вполне возможен. Однако максимум на температурной зависимости $\delta(T)$ наблюдается как в области амплитудно-зависимого, так и амплитудно-независимого затухания (рис. 2). Поэтому он, скорее всего, связан с дислокационным вкладом в затухание.

При температурах ниже 100 К амплитудные и временные характеристики АЗВТ меняются. Процессы диффузионного движения точечных дефектов на сравнительно большие расстояния при столь низких температурах представляются маловероятными. Здесь для объяснения амплитудного гистерезиса (рис. 1, *b*) и временных эффектов (рис. 3,4) можно привлечь эффективный лишь при низких температурах механизм переориентации анизотропных центров закрепления дислокаций (стопоров). В этой модели при измерении амплитудных зависимостей после отрыва дислокации от стопора ориентация последнего относительно дислокационной линии меняется, так что сила его связи с дислокацией может равняться нулю. В результате длина дислокационного сегмента увеличивается, что приводит к росту амплитудно-независимого декремента и уменьшению действующего модуля упругости (резонансной частоты). Это и наблюдается на опыте. Механизм переориентации анизотропных центров, как нам кажется, требует наименьших энергетических затрат, что делает его наиболее вероятным по сравнению с другими возможными моделями [21,22]. Структура анизотропных центров остается пока невыясненной, но, судя по их высокой подвижности при столь низких температурах, можно предположить, что в состав этих центров могут входить кислород и его вакансии.

Температурный спектр декремента при малых амплитудах колебаний δ_i имеет два ярко выраженных максимума: вблизи 145 и 265 К. Кроме того, на низкотемпературной стороне широкого максимума в области 265 К просматривается максимум около 230 К. Подобные спектры

наблюдались в [3,4]. В монокристалле Bi-2212 с $T_c = 83.8\text{ K}$ наблюдались пики при 145 и 285 K, а также значительно меньший пик при 225 K. Пик при 145 K не зависел от частоты колебаний.

Наблюдаемый в нашей работе спектр затухания при малых амплитудах колебаний δ_i ; можно также отождествить со спектрами [6,8]. Пик при 145 K близок к пику около 130 K на керамике Bi-2212 и около 150 K на монокристалле Bi-2223. Пик при 265 K можно сопоставить с пиком около 250 K на монокристалле 2223. Разница в температурах может быть объяснена различием в составе и структуре материалов. Поэтому в соответствии с [8] можно предположить, что пик при 145 K связан с фазовым превращением без изменения структуры решетки, предшествующим сверхпроводящему переходу при 107 K. Пик при 265 K, по-видимому, соответствует пику около 250 K на монокристаллах 2223, который также объясняют фазоподобным превращением.

Различие в спектрах наступает при увеличении амплитуды колебаний. Пик при 265 K наблюдается и на амплитудно-зависимой части δ_h . Что же касается пика δ_i при 145 K, то он становится незаметным при амплитуде колебаний $3 \cdot 10^{-5}$. Это дает дополнительный довод в пользу объяснения амплитудно-зависимого внутреннего трения δ_h с помощью дислокационного механизма.

2). Влияние магнитного поля. Прежде всего следует заметить, что выбор направления магнитного поля параллельно продольным колебаниям образца в настоящей работе, как и в [14], связан с попыткой обнаружения изменений в электронной составляющей вязкого торможения дислокаций в ВТСП при переходе из сверхпроводящего в нормальное состояние, как это имеет место в металлических сверхпроводниках [26]. Для этого было необходимо исключить поглощение энергии за счет взаимодействия упругих волн с магнитными вихрями [16]. Этим условиям как раз отвечают продольные колебания вдоль силовых линий магнитного поля.

Однако на опыте оказалось (рис. 3), что для образцов Bi-2223 (так же как и для Y-123 [14]) не наблюдается заметного влияния магнитного поля на затухание ультразвука, в том числе и на амплитудно-зависимое. Аналогично ведет себя и амплитудно-зависимый дефект модуля упругости, и лишь на зависимости $f(t)$ можно заметить слабое изменение частоты при включении и выключении поля. Это изменение составляет $5 \cdot 10^{-4} \%$ при ошибке измерения около $1 \cdot 10^{-4} \%$.

Такое отличие в реакции на магнитное поле образцов Bi-2223 и металлических сверхпроводников может быть обусловлено следующими причинами. Во-первых, это значительно меньшая концентрация носителей (примерно на порядок) в ВТСП-материалах по сравнению с металлами. Во-вторых, ВТСП-материалы являются сверхпроводниками второго рода с большими значениями второго критического поля H_{c2} . Поэтому приложенное поле $H = 8.5\text{ kOe}$ не могло перевести все носители в нормальное состояние, а величина электронной составляющей коэффициента вязкого торможения пропорциональна концентрации последних [26]. Наконец, в-третьих, магнитное поле оказывает наиболее сильное влияние на подвижность прямолинейных дислокаций, ориентированных по отношению к полю определенным образом. В нашем же случае мы имеем дело с поликристаллическим образцом, где зерна ориентированы случайным образом относительно поля.

Что касается небольшого изменения резонансной частоты под действием магнитного поля, то это может быть связано как с магнито-стрикцией [27,28], так и с эффектом пиннинга линий магнитного потока, которые в керамическом образце могут искривляться на границах различно ориентированных зерен и составлять некоторый угол с направлением продольных колебаний.

Таким образом, в настоящей работе изучены температурные спектры внутреннего трения в области температур 6–290 К для монокристаллических сверхпроводников $(\text{BiPb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ при малых ($2 \cdot 10^{-6}$) и больших ($3 \cdot 10^{-5}$) амплитудах деформации. Получены также данные о временных зависимостях декремента колебаний и резонансной частоты при 7 и 285 К. Показано, что амплитудно-зависимое внутреннее трение, проявляющееся в области комнатной и гелиевых температур, практически полностью отсутствует в интервале температур 100–140 К. Каких-либо особенностей в поведении внутреннего трения при разных амплитудах вблизи T_c не наблюдается. Полученные результаты объясняются особенностями движения дислокаций в изученном материале.

Список литературы

- [1] He Yu-Sheng, Xiang Jiong, Wang Xin, He Ai-Sheng, Zhang Jin-cang, Chang Fang-gao. *Chin. Sci. Bull.* **35**, 17, 1419 (1990).
- [2] Jian Dong, Tingshan Deng, Fengying Li, Yushu Yao. *Phys. Rev.* **B42**, 1, 301 (1990).
- [3] O.M. Nes, M. Castro, M. Slaski, T. Laegreid, K. Fossheim, N. Motohira, K. Kitazawa. *Supercond. Sci. Techn.* **4**, 5, 388 (1991).
- [4] O.M. Nes, K. Fossheim, N. Motohira, K. Kitazawa. *Physica* **C185–189**, 1391 (1991).
- [5] E. Rodrigues, J. Luzuriaga, M. Nunez Regueiro, C. And Fainstein. *Solid State Commun.* **77**, 10, 777 (1991).
- [6] Yening Wang, Pingsheng Guo, Huimin Shen, Yifeng Yan, Zhongxian Zhao. *Phys. Rev.* **B41**, 13, 8981 (1990).
- [7] Jin Wu, Yening Wang, Pingsheng Guo, Huimin Shen, Yifeng Yan, Zhongxian Zhao. *Phys. Rev.* **B47**, 5, 2806 (1993).
- [8] Yening Wang. *Mater. Sci. Forum* **119–121**, 659 (1993).
- [9] Е.С. Баланкина, Ю.Ф. Бычков. *СФХТ* **5**, 10, 1700 (1992).
- [10] А.Б. Лебедев, Ю.А. Буренков, В.И. Иванов, Б.К. Кардашев, С.П. Никаноров, Ю.П. Степанов. *ФТТ* **31**, 1, 300 (1989).
- [11] С.Б. Кустов, Б.К. Кардашев, В.И. Иванов, С.Н. Голяндин, Ю.А. Буренков, С.П. Никаноров, В.М. Чернов, Х. Люфт, Г. Маттауш, Е. Хегенбарт, Ю. Шрайбер. Препринт ФЭИ-2141. Обнинск (1990). 20 с.
- [12] С.Б. Кустов, Б.К. Кардашев, В.И. Иванов, С.Н. Голяндин, Ю.А. Буренков, С.П. Никаноров, В.М. Чернов, Х. Люфт, Г. Маттауш, Е. Хегенбарт, Ю. Шрайбер. *СФХТ* **4**, 3, 516 (1991).
- [13] Yu.A. Burenkov, V.I. Ivanov, B.K. Kardashev, A.B. Lebedev, S.P. Nikanorov, N.N. Peschanskaya, B.I. Smirnov, V.V. Shpeizman, P.N. Yakushev. *Proc. 9th Int. Conf. Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids* / Ed. T. S. Ke. Oxford (1990). P. 479.
- [14] С.Б. Кустов, Б.К. Кардашев, В.И. Иванов, С.Н. Голяндин, Ю.А. Буренков, С.П. Никаноров. *ФНТ* **17**, 11–12, 1511 (1991).
- [15] S.N. Golyandin, B.K. Kardashev, S.B. Kustov, S.P. Nikanorov, P. Devos, J. Cornelis, R. de Batist. *Phys. Stat. Sol. (a)* **147**, 1, 111 (1995).
- [16] P. Esquinazi. *J. Low Temp. Phys.* **85**, 3/4, 139 (1991).
- [17] K.C. Goretta, M.T. Lanagan, T.J. Brent, S.E. Dorris, J. Joo, R.A. Shearer, J.P. Singh, S. Wasilenko, P.M. Winandy, X.W. Wong, C.A. Youngdahl, R.B. Poeppel, D.J. Miller, T.G. Holesinger, P. Kostic, N. Chen. *Appl. Supercond.* **2**, 6, 411 (1994).

- [18] С.П. Никаноров, Б.К. Кардашев. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. Наука. М. (1985). 254 с.
- [19] A.V. Granato, K. Lücke. *J. Appl. Phys.* **27**, 6, 583 (1956).
- [20] V.L. Indenbom, V.M. Chernov. *Phys. Stat. Sol. (a)* **14**, 347 (1972).
- [21] G. Gremaud. *J. de Phys.* **48**, *Suppl. 12*, C8-15 (1987).
- [22] G. Gremaud. In: *Mechanical Spectroscopy* / Ed. L. B. Magalas. Chapman and Hall. London. In press.
- [23] G. van Tendeloo, T. Krekels, S. Amelinckx. *Phil. Mag. Lett.* **63**, 4, 189 (1991).
- [24] J. Rabier, T.D. Tall, M.F. Denanot. *Phil. Mag.* **A67**, 4, 1021 (1993).
- [25] K.C. Goretta, E.J. Zamirovski, J.M. Calderon-Moreno, D.J. Miller, Nan Chen, T.G. Holesinger, J.L. Routbort. *J. Mater. Res.* **9**, 3, 541 (1994).
- [26] В.Д. Нацик. *УФН* **111**, 4, 686 (1977).
- [27] M. Braden, P. Bohm, F. Seidler, H. Kalenborn, D. Wolleben. *Z. Phys. B. Cond. Mater.* **79**, 1, 173 (1990).
- [28] N. Hirota, H. Ikuta, L.K. Heil, T. Yasunaka, K. Kishia, K. Kitazawa. *J. Supercond.* **7**, 2, 283 (1994).