

Затухание звука в сверхпроводящем аморфном сплаве ZrTiCuNiBe

Е. В. Безуглый¹, А. Л. Гайдук¹, В. Д. Филь¹, В. Л. Джонсон², Г. Брулс³,
Б. Люти³, Б. Вульф³, С. В. Жерлицын^{1,3}

¹Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: fil@ilt.kharkov.ua

²California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

³Physikalisches Institut, Universitat Frankfurt, Robert-Mayer-Str. 2-4, 60054 Frankfurt, Germany

Статья поступила в редакцию 25 мая 1999 г.

По результатам измерений затухания звука в аморфном ZrTiCuNiBe найдены сверхпроводящая энергетическая щель и параметр η , определяющий интенсивность рассеяния электронов на двухуровневых системах. Для количественного описания особенностей поглощения звука вблизи T_c привлечен механизм адиабатической перенормировки амплитуды когерентного туннелирования.

З вимірювань загасання звуку в надпровідному аморфному сплаві ZrTiCuNiBe знайдено надпровідну енергетичну щілину і параметр η , який визначає інтенсивність розсіювання електронів на дворівневих системах. Для кількісного опису особливостей поглинання звуку поблизу T_c використано механізм адиабатичної перенорміровки когерентного тунелювання.

PACS: 62.65.+k, 74.80.Bj

Предварительные измерения скорости v и поглощения Γ звука в аморфном сплаве $Zr_{1,2}Ti_{13,8}Cu_{12,5}Ni_{4,0}Be_{22,5}$ [1] выявили интересную особенность его поведения вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_c . Оказалось, что найденная из магнитных измерений $T_{cm} \approx 0,9$ К превышает температуру $T_c \approx 0,83$ К, при которой регистрируется ненулевая разность скоростей звука в сверхпроводящей s и нормальной n фазах. Было высказано предположение, что причиной такого поведения могут быть эффекты магнитного распаривания, приводящие в интервале $T_{cm} - T_c$ к бесщелевой s -фазе. Поскольку измерения в [1] были проведены в ограниченном снизу температурном интервале ($T \geq 0,4$ К), представляло интерес исследовать поведение Γ при более низких температурах. Исходя из близкой аналогии между поведением электронного коэффициента поглощения звука в сверхпроводниках и релаксационным поглощением звука двухуровневыми системами (ДУС) в s -фазе, следовало ожидать либо неэкспоненциального спада на низкотемпературном «хвосте» зависимости $\Gamma_s(T)$, либо экспоненциального, но со значительно меньшей щелью,

если эффекты магнитного распаривания существенны. В настоящей работе показано, что поведение $\Gamma_s(T)$ при низких температурах хорошо описывается туннельной моделью (ТМ) [2] в рамках стандартного БКШ-приближения, что позволяет исключить бесщелевую гипотезу. Кроме того, уточненное значение критической температуры основного объема образца оказалось близким к T_c , а фиксируемая по магнитным измерениям T_{cm} определяется, по-видимому, поверхностной фазой. Тем не менее в окрестности T_c поведение Γ не описывается стандартной ТМ: спад $\Gamma_s(T)$ ниже T_c начинается гораздо позже, чем предсказывает ТМ. Более того, в некотором температурном интервале ниже T_c поглощение несколько превышает $\Gamma_n(T)$. Подобные эффекты ранее отмечались в аморфном сплаве $Pd_{30}Zr_{70}$ и качественно были объяснены электронной перенормировкой параметра взаимодействия ДУС с упругой волной [3]. Однако в [3] не были обсуждены возможные механизмы этой перенормировки и не сделаны количественные оценки ее масштаба. В настоящей работе для объяснения особенностей поглощения звука вблизи T_c привлечен механизм

адиабатической перенормировки амплитуды когерентного туннелирования [4], позволивший дать приемлемое количественное описание $J_s(T)$.

Основным постулатом ТМ, нашедшим безоговорочное экспериментальное подтверждение (см. обзор [2]), является предположение о существовании в стеклах двухъямных потенциалов с туннельной связью между отдельными ямами, плотность состояний которых \bar{p} постоянна в пространстве параметров ξ , $\ln \Delta_0$ (ξ – асимметрия двухъямного потенциала; Δ_0 – амплитуда когерентного туннелирования). Отклик системы ДУС на внешнее возмущение определяется средним по ансамблю ДУС. Часто из соображений удобства при усреднении используются новые переменные $E = \sqrt{\xi^2 + \Delta_0^2}$ и $u = \Delta_0/E$, в которых плотность состояний ДУС не зависит от E :

$$g(E, U) = \frac{\bar{p}}{u\sqrt{1-u^2}} \equiv g(u). \quad (1)$$

В условиях эксперимента ($\omega \ll T$, ω – частота звуковых колебаний) затухание звука, связанное с ДУС, определяется релаксационным механизмом и описывается стандартным выражением [2]:

$$\left(\frac{\Gamma\nu}{\omega}\right)_{\text{rel}} = \int_0^{E_g/T} \frac{d\varepsilon}{ch^2(\varepsilon/2)} \int_0^1 Cg(u)(1-u^2) \frac{\omega\nu}{\omega^2 + \nu^2} du. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon = E/T$; $E_g \gg T$ – граничная энергия; ν – частота релаксации. В (2) и ниже использована система энергетических единиц ($\hbar = k = 1$). Порядок величины вклада ДУС в скорость и затухание звука определяется параметром C . В стандартной ТМ [2] эта величина постоянна: $C = C_0 = \bar{p}\gamma^2/(\rho\nu^2)$ ($\gamma = 1/2(\partial\xi/\partial e)$ – деформационный потенциал; e – деформация; ρ – плотность), хотя ряд экспериментальных фактов удается интерпретировать только в предположении, что C зависит от E , u или T .

Релаксация ДУС обязана их взаимодействию как с электронами, так и с фононами, однако при $T \lesssim 1$ К вкладом последних можно пренебречь. Интенсивность взаимодействия ДУС с электронами определяется безразмерным параметром $\eta = 2n_0(V_{kk'}^2)^{1/2}$, где n_0 – плотность электронных состояний на уровне Ферми; $V_{kk'}^2$ – квадрат матричного элемента рассеяния электрона на ДУС из состояния \mathbf{k} в состояние \mathbf{k}' , усредненный по поверхности Ферми.

В стандартной ТМ взаимодействие ДУС с электронами рассмотрено в рамках теории возмущений по параметру η^2 [5], не изменяющей систе-

матику энергетических уровней. Вся специфика метгласа по сравнению с аморфным диэлектриком сводится только к появлению нового канала релаксации с характерной скоростью

$$\nu = \frac{\pi\eta^2}{2} Tu^2 J(\varepsilon). \quad (3)$$

В n -фазе $J(\varepsilon) = J_n(\varepsilon) = (\varepsilon/2) \text{cth}(\varepsilon/2)$ и $\nu \approx \eta^2 Tu^2$. До тех пор пока $\omega \ll T$, всегда найдутся ДУС с $\nu_{\text{opt}} \approx \omega$, и поглощение (2) от температуры практически не зависит (область «плато»).

В s -состоянии вместо $J_n(\varepsilon)$ необходимо использовать функцию $J_s(\varepsilon, \Delta)$ ($\Delta = \Delta_s/T$, Δ_s – сверхпроводящая энергетическая щель) [6]

$$J_s(\varepsilon, \Delta) = \frac{1}{2} \int_{\Delta}^{\infty} d\varepsilon' \frac{f(-\varepsilon')}{\sqrt{\varepsilon'^2 - \Delta^2}} \left\{ \frac{\varepsilon'(\varepsilon' - \varepsilon) - \Delta^2}{\sqrt{(\varepsilon' - \varepsilon)^2 - \Delta^2}} \times \right. \\ \left. \times \frac{f(\varepsilon' - \varepsilon)}{f(-\varepsilon)} \Theta[(\varepsilon' - \varepsilon)^2 - \Delta^2] \text{sgn}(\varepsilon' - \varepsilon) + (\varepsilon \rightarrow -\varepsilon) \right\}, \quad (4)$$

где $f(x)$ – функция Ферми; $\Theta(x)$ – ступенчатая Θ -функция. Функция $J_s(\varepsilon, \Delta)$ часто встречается в теории кинетических свойств сверхпроводников. Она имеет разрыв при $\varepsilon = 2\Delta$, а $J_s(\varepsilon, \Delta) \rightarrow 2f(\Delta)$ при $\varepsilon \ll 2\Delta$. Быстрое падение J_s ниже T_c приводит к тому, что, начиная с некоторой температуры, максимальная скорость релаксации ($u = 1$) становится меньше ω и $\Gamma_s(T)$ «вымерзает».

Выход за рамки теории возмущений [4,7] выявил более сложную картину. Уже при $T = 0$ в n -фазе затравочная амплитуда когерентного туннелирования Δ_0 перенормируется вследствие учета адиабатической части взаимодействия ДУС с электронами

$$\Delta_0^* \approx \Delta_0 \left(\frac{\Delta_0}{\omega_0} \right)^{\frac{\eta^2}{4 - \eta^2}}, \quad (5)$$

где ω_0 – энергия порядка дебаевской.

При $T \neq 0$ ансамбль ДУС по их положению на шкале E в n -состоянии условно может быть разбит на три интервала.

1. $E^* = \sqrt{\xi^2 + \Delta_0^{*2}} > T$ – область когерентного туннелирования.

2. $E^* < T < 4\tilde{E}/(\pi\eta^2)$ – область некогерентного туннелирования с амплитудой $\Delta = \Delta_0 \times (\pi\eta^2/\omega_0)^{1/4}$ и энергетическим расщеплением $\tilde{E} = \sqrt{\xi^2 + \tilde{\Delta}^2}$. Если в каждой из областей 1, 2 при

усреднении переходить к перенормированным переменным E^* , \tilde{E} и соответственно u^* и \tilde{u} , то соотношения (2), (3) сохраняются.

3. $T > 4\tilde{E}/(\pi\eta^2)$ — низкоэнергетические ДУС. В этой области туннелирование также некогерентно с амплитудой $\tilde{\Delta}$. Однако в (2) исчезает множитель $(1 - \tilde{u}^2)$ — отражение того факта, что даже в симметричном случае некогерентные переходы между уширенными уровнями идут с изменением энергии. В области 3 изменяется также частота релаксации

$$v_3 \approx \frac{2}{\pi\eta^2} T \tilde{u}^{-2} \tilde{\epsilon}^2 \frac{1}{J(\tilde{\epsilon})}. \quad (6)$$

Казалось бы, вследствие уменьшения v_3 при малых $\tilde{\epsilon}$ (6) часть ДУС с $\tilde{E} < \sqrt{\omega T}$ должна уменьшить свой вклад в Γ . Однако это снижение компенсируется ростом вклада симметричных ДУС, и в результате парциальный вклад области 3 в Γ практически не изменяется по сравнению с рассчитанным в рамках стандартной ТМ. Остается неизменным и вклад области 2. Существенное изменение испытывает лишь вклад когерентно туннелирующих ДУС (область 1). При переходе к переменным E^* , u^* вследствие нелинейной связи между Δ_0^* и Δ_0 (5) плотность состояний $g(u^*)$ (1) перенормируется, приобретая дополнительный множитель $(1 - \eta^2/4)$; соответственно перенормируется и параметр C . Если граница между областями 1 и 2 находится при $E^* \sim T$, то, несмотря на наличие в (2) знаменателя, уменьшающего вклад высокоэнергетичных ДУС, результирующая величина Γ в n -фазе оказывается заниженной. Ниже T_c нелинейная связь (5) быстро переходит в линейную [4]: $\Delta_0^* \approx \Delta_0 (\Delta_s/\omega_0)^{\eta^2/4}$, перенормировка C исчезает, и $\Gamma_s(T)$ ниже T_c может увеличиться прежде, чем начнется его «вымораживание».

Обратимся к обсуждению экспериментальных данных. Зависимость $\Gamma_s(T)/\Gamma_n(T_c)$ для поперечного звука представлена на рис. 1. Используемый для представления результатов нормировочный множитель $\Gamma_n(T_c)^{-1}$ легко определяется из изменения амплитуды звукового сигнала между T_c и глубоким сверхпроводящим состоянием.

В области низкотемпературного «хвоста» перенормировкой $g(u)$ можно уже пренебречь. Из (1), (2) и (4) легко получить оценку:

$$\frac{\Gamma_s(T)}{\Gamma_n(T_c)} = \frac{2\pi\eta^2}{3\omega} T e^{-\Delta_s/T}, \quad (T/T_c < 0,3). \quad (7)$$

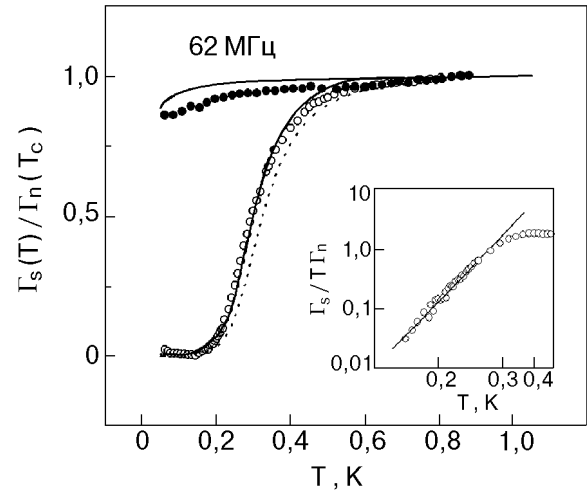


Рис. 1. Температурная зависимость затухания в n (●) и s (○) состояниях. Расчет при $\eta = 0,65$; $T_c = 0,83$ К (—); $0,9$ К (⋯). Вставка: к определению $\Delta_s(0)$ и η , сплошная линия — линейная аппроксимация.

Согласно (7), низкотемпературный участок $\Gamma_s(T)$ должен спрямляться в координатах $\ln(\Gamma_s(T)T^{-1})$, T^{-1} . Вставка на рис. 1 демонстрирует хорошее соответствие такому поведению. Наклон аппроксимирующей прямой определяется сверхпроводящей энергетической щелью, оказавшейся в хорошем согласии с БКШ-значением: $\Delta_s(0)/T_c = 1,7 \pm 0,1$ ($T_c = 0,9$ К) либо $\Delta_s(0)/T_c = 1,8 \pm 0,1$ ($T_c = 0,83$ К). Пересечение аппроксимирующей прямой с осью ординат позволяет оценить $\eta = 0,65 \pm 0,05$. Из этих данных мы можем также уточнить величину T_c для основного объема образца. Наклон аппроксимирующей прямой и ее пересечение с осью ординат (рис. 1, вставка) никоим образом не связаны с выбором T_c . Для проведения же полного расчета $\Gamma_s(T)$ необходимо использовать конкретное значение T_c . На рис. 1 видно, что расчетная кривая для $T_c = 0,83$ К гораздо лучше согласуется с экспериментальными данными.

Близость $\Delta_s(0)/T_c$ к БКШ-значению свидетельствует, что особенности поведения $\Gamma(T)$ в окрестности T_c не связаны с эффектами магнитного распаривания. Обсудим теперь применимость гипотезы электронной перенормировки C к описанию поведения $\Gamma_s(T)$.

На рис. 2 приведены данные по изменению $\Gamma_s(T)$ и $\Gamma_n(T)$ в окрестности T_c , измеренные с более высоким разрешением, чем на рис. 1. Результаты отнормированы на значение $C_0 = 2,85 \cdot 10^{-5}$, полученное из наклона $v_s(\ln T)$ в глубоком сверхпроводящем состоянии ($T \lesssim 0,3$ К)*.

* Это значение C_0 в два раза превышает аналогичную величину, приведенную в [1]. Расхождение возникло потому, что в [1] для оценки C_0 использована линейная зависимость $v_n(\ln T)$, наклон которой сильно зависит от перенормировки C . Последняя в [1] не учитывалась. По этим же причинам приведенная в [1] оценка η также завышена.

В стандартной ТМ нормированная величина $\Gamma(T_c)$ при $\omega \ll T$ должна быть близка к 0,5. Перенормировка (уменьшение) C , естественно, сдвигает Γ в сторону меньших значений. Однако измерить величину затухания с точностью лучше 1%, позволяющей анализировать сдвиг экспериментальной зависимости в сравнении с расчетной, не удастся. Поэтому обсуждается лишь относительное положение линий $\Gamma_s(T)$ и $\Gamma_n(T)$ (последняя получена в магнитном поле $H \approx 2$ Тл), которое может быть измерено с гораздо более высокой точностью (рис. 2).

Существо обсуждаемой «аномалии» Γ легко увидеть, сравнивая экспериментальные зависимости с рассчитанными, полученными в стандартной ТМ (рис. 2, кривые 1). Согласно расчету, уменьшение поглощения начинается уже в T_c и продолжается с возрастающей крутизной при понижении температуры. Экспериментальная зависимость ведет себя явно иначе: в пределах разрешения $\Gamma_s(T)$ не испытывает каких-либо изменений в T_c , а при более низких температурах имеется тенденция превышения $\Gamma_s(T)$ над $\Gamma_n(T)$. Во всяком случае, $\Gamma_s(T)$ практически не изменяется в широком интервале $T < T_c$. Более выраженные эффекты подобного рода ранее обнаружены в сплаве $\text{Pd}_{30}\text{Zr}_{70}$ [3]. В работе [3] было высказано предположение, что эти аномалии могут быть связаны с электронной перенормировкой параметра C .

Перенормировка C в исследованном нами сплаве действительно имеет место. Неопровержимым свидетельством в пользу этого является пересечение зависимостей $v_s(T)$ и $v_n(T)$ при достаточно низкой температуре T_{cr} (для 62 МГц $T_{cr} = 0,055$ К). Масштаб перенормировки весьма значителен: $\delta C/C_0 \sim 0,25$ и в два раза превышает $\eta^2/4 \sim 0,09-0,12$, что позволяет предположить существование нескольких механизмов перенормировки*. Более того, несопоставимость масштаба $\delta C/C_0$ с величиной аномалий в $\Gamma_s(T)$ указывает на то, что эти механизмы лишь в незначительной степени затрагивают ДУС, формирующие релаксационное затухание при $T \sim T_c$. Напомним, что основной вклад в $\Gamma(T)$ дают асимметричные ДУС с $u_{opt} \sim \sqrt{\omega/T} \ll 1$. Один из возможных механизмов перенормировки, учитывающий флуктуационную перестройку барьера в двухъямном потенциале, связан только с симметричными ДУС [8] и вклада в $\Gamma(T)$, по-видимому, не дает.

Адиабатическая перенормировка ограничений на возможные значения u не накладывает [7]. Несмотря на то, что условие $\epsilon > 1$ помещает ко-

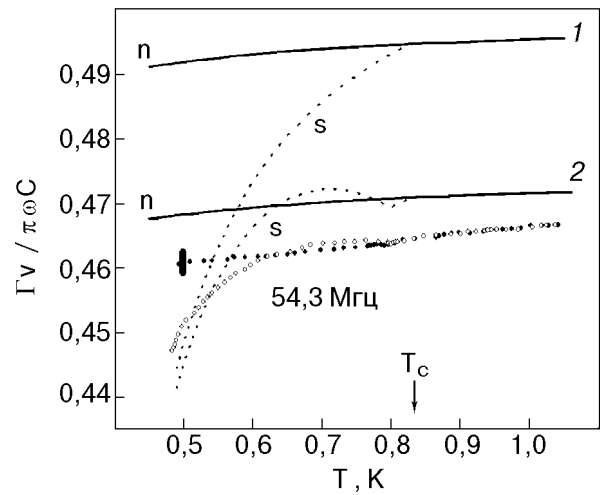


Рис. 2. Поведение затухания вблизи T_c в n (●) и s (○) состояниях. Экспериментальные записи усреднены, уровень шума отмечен жирной вертикальной линией. 1 – расчет без учета перенормировки, 2 – расчет с учетом перенормировки, $\eta = 0,65$; $d = 1,2$.

герентно-туннелирующие ДУС в область действия обрезającego фактора в (2), их парциальный вклад в $\Gamma(T)$ в масштабе рис. 2 может быть достаточно заметным.

Для проведения численного расчета была использована модельная энергетическая зависимость параметра перенормировки

$$\frac{C}{C_0} = 1 - \Theta(\epsilon - d)[1 + (2f(\Delta) - 1)\Theta(2\Delta - \epsilon)]\frac{\eta^2}{4}, \quad (8)$$

где d – свободный подгоночный параметр. В (8) первый множитель в слагаемом, описывающем перенормировку, определяет границу между областями 1 и 2. Поскольку при $\epsilon < 1$ когерентная амплитуда Δ_0^* уменьшается экспоненциально [4], такая аппроксимация представляется достаточно разумной. Во втором множителе в (8) учтено, что при $\epsilon < 2\Delta$ вклад в перенормировку могут дать только нормальные возбуждения.

Результат расчета также приведен на рис. 2 (кривые 2). Сопоставить интервал «независимости» $\Gamma_s(T)$ с наблюдаемым при заданной величине $\eta = 0,65$ удается при вполне разумном значении $d = 1,2 \pm 0,1$. Видно, что рассчитанная зависимость $\Gamma_s(T)$ ниже T_c вначале изменяется также, как и в стандартной ТМ. Далее $\Gamma_s(T)$ испытывает излом с изменением знака $d\Gamma/dT$ при $T = 2\Delta_s/d$. Появление излома является следствием использования в (8) ступенчатого приближения: до тех пор пока $2\Delta_s$ не превысит значения $E = Td$, сверхпроводимость никакого

* Обсуждению влияния перенормировки C на скорость звука будет посвящена отдельная работа.

влияния на перенормировку не оказывает. Очевидно, ограничение перенормировки C снизу плавной функцией энергии уменьшит изменение $\Gamma_s(T)$ вблизи T_c и ликвидирует излом. К такому же результату приведет и естественное для аморфного образца уширение сверхпроводящего перехода. Поэтому реально следует ожидать, что $\Gamma_s(T)$ в T_c не будет изменяться, как это и наблюдается экспериментально.

Таким образом, эволюция $\Gamma_s(T)$ вблизи T_c определяется двумя факторами: спадом $\Gamma_s(T)$ вследствие уменьшения частоты релаксации ν и ростом $\Gamma_s(T)$ из-за «вымораживания» перенормировки C . Первый фактор, в отличие от второго, частотно-зависим, поэтому результирующее изменение Γ_s также будет зависеть от частоты. При уменьшении ω область температур, в которой $\Gamma_s(T) > \Gamma_n(T)$, должна расширяться, и наоборот. В частности, увеличение частоты на порядок (именно на таких частотах проведены измерения в [3]) при тех же η , T_c и d должно, согласно расчету, полностью замаскировать действие второго фактора. Однако измерения в [3] проведены на стекле с $T_c \sim 2,5$ К. В этой области ν в значительной степени определяется фононами и слабо зависит от состояния электронной подсистемы. В этих условиях «вымораживание» перенормировки должно давать даже более выраженный эффект, чем в экспериментах, проведенных нами, что, по-видимому, и наблюдалось в [3].

В заключение сформулируем основные результаты работы. По экспериментальной зависимости поглощения звука в сверхпроводящем аморфном сплаве $Zr_{41,2}Ti_{13,8}Cu_{12,5}Ni_{10}Be_{22,5}$ определены сверхпроводящая энергетическая щель, практически совпавшая со значением БКШ, и параметр η , характеризующий интенсивность взаимодействия ДУС с электронами. Наблюдаемые в окрестности T_c отклонения от предсказаний стандартной туннельной модели качественно и количественно

могут быть объяснены адиабатической перенормировкой амплитуды когерентного туннелирования.

Авторы благодарны проф. Г. Вейссу, обратившему их внимание на работы [4,7]. Это исследование было частично поддержано государственным Фондом фундаментальных исследований Украины (грант № 2.4/153) и Deutsche Forschungsgemeinschaft via SFB 252. В. Л. Д. благодарит Департамент энергетики США за финансирование (Grant No DE-FG03-86ER45242). С. В. Ж. благодарен Фонду Александра фон Гумбольдта за поддержку.

1. А. Л. Гайдук, Е. В. Безуглый, В. Д. Филь, В. Л. Джонсон, *ФНТ* **23**, 1139 (1997).
2. S. Hunklinger and A. K. Raychaudhuri, in: *Progress in Low Temperature Physics*. D. F. Brewer (ed.) Vol. 9. Amsterdam, North-Holland (1986).
3. P. Esquinazi, H.-M. Ritter, H. Neckel, G. Weiss, and S. Hunklinger, *Z. Phys. B: Cond. Matter* **64**, 81 (1986).
4. Ю. Каган, Н. В. Прокофьев, *ЖЭТФ* **97**, 1698 (1990).
5. J. L. Black, B. L. Gyorffy, and J. Jäckle, *Phys. Mag.* **B40**, 331 (1979).
6. J. L. Black and P. Fulde, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 453 (1979).
7. J. Stockburger, U. Weiss, and R. Görlich, *Z. Phys. B: Cond. Matter* **84**, 457 (1991).
8. K. Vladar and A. Zawadowski, *Phys. Rev.* **B28**, 1564 (1983); *ibid.* 1582 (1983); *ibid.* 1696 (1983).

Sound attenuation in superconducting amorphous ZrTiCuNiBe alloy

E. V. Bezuglyi, A. L. Gaiduk, V. D. Fil,
W. L. Johnson, G. Bruls, B. Lüthi, B. Wolf,
and S. V. Zherlitsyn

The superconducting gap and parameter η , determining the intensity of electron scattering at the two-level systems, are found from sound attenuation in superconducting amorphous ZrTiCuNiBe alloy. The peculiarities of sound attenuation near T_c are quantitatively described using the mechanism of adiabatic renormalization of coherent tunneling amplitude.