

ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА И ВОЗВРАТ РЕЛАКСАЦИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО МОДУЛЯ СДВИГА В ПРОЦЕССЕ СТРУКТУРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ОБЪЕМНОГО СТЕКЛА $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$

Ю. П. Митрофанов^а, В. А. Хоник^{а*}, А. Н. Васильев^б

^а Воронежский государственный педагогический университет
394043, Воронеж, Россия

^б Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 октября 2008 г.

Методом *in situ* бесконтактного электромагнитного акустического преобразования исследована изотермическая кинетика релаксации высокочастотного (1.4 МГц) модуля сдвига в процессе структурной релаксации объемного металлического стекла $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ ниже температуры стеклования. Установлен кинетический закон релаксации. Показано, что закалка состаренных образцов из состояния переохлажденной жидкости вызывает уменьшение абсолютной величины модуля ниже исходной, а степень последующей изотермической релаксации модуля может в разы превышать исходную. Обсуждаются возможные причины релаксации и возврата модуля сдвига.

PACS: 61.43.Fs, 62.20.Fe, 62.30.+d

1. ВВЕДЕНИЕ

Неупорядоченность структуры стекол определяет термодинамический стимул для ее релаксации. В силу этого в стеклах самопроизвольно протекают процессы, приводящие к изменениям свойств и получившие обобщенное название структурная релаксация. Несмотря на многолетние исследования этого явления, закономерности структурной релаксации в металлических стеклах (как и в стеклах вообще) остаются во многом неясными. Главное состоит в том, что вопрос о физической природе источников («центров») структурной релаксации остается дискуссионным и не решен даже на качественном уровне. Наиболее часто аргументируемая точка зрения предполагает, что центры релаксации сопряжены с так называемым избыточным свободным объемом [1], понимаемым обычно просто как совокупность областей пониженной плотности. Уменьшение избыточного свободного объема и принимается в качестве причины релаксации фи-

зических свойств. Несмотря на популярность этого подхода, имеется ряд фактов, которые с ним несовместимы. Так, в работах [2–7] при исследовании металлических стекол одинакового химического состава ($\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$), но различной плотности, установлено, что кинетика изменений сдвиговой вязкости, инфранизкочастотного внутреннего трения и электросопротивления в процессе структурной релаксации существенным образом от плотности (избыточного свободного объема) не зависит. Более того, сравнительные исследования стекол $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ и $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{40}\text{P}_{20}$ показали, что последнее из них имеет более низкую сдвиговую вязкость на гомологической температурной шкале (т. е. на шкале T/T_g , где T_g — температура стеклования), будучи, однако, плотнее в аморфном состоянии, чем в кристаллическом [8]. С другой стороны, избыточный свободный объем часто предполагается локализованным в виде «дырок» некоторого критического размера, способных аккомодировать перемещения близлежащих атомов. Эти дырки, таким образом, должны быть сходны с вакансиями, что

*E-mail: khonik@vspu.ac.ru

было подтверждено тщательными экспериментами по аннигиляции позитронов [9]. Если за структурную релаксацию ответственно уменьшение избыточного свободного объема, приводящее к уменьшению удельного объема V , то это должно приводить к росту нерелаксированного модуля сдвига G согласно соотношению $d \ln G = -\alpha d \ln V$, где величина α , как в случае вакансий в плотноупакованных металлах, должна ожидать в пределах $1 \leq \alpha \leq 3$ [10]. Однако тщательные параллельные измерения плотности и модуля сдвига в процессе структурной релаксации объемного стекла $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ выявили много большее значение $\alpha \approx 25$ [11]. Этот факт предполагает, что источником изменений модуля сдвига при структурной релаксации могут быть не вакансионно-подобные «дефекты», а структурные образования, имеющие свойства междоузельных гантелей в простых плотноупакованных кристаллических металлах. Специфические свойства междоузельных гантелей — высокая чувствительность к внешнему сдвиговому напряжению и высокая колебательная энтропия — позволили Гранато [12] построить междоузельную теорию конденсированного состояния, интерпретирующую жидкое состояние как результат генерации междоузельных гантелей при плавлении, замораживающихся в структуре при образовании твердого некристаллического состояния (см. недавний обзор [13]). Соответственно, структурная релаксация интерпретируется как результат уменьшения их концентрации. Нерелаксированный (высокочастотный) модуль сдвига в этой теории является центральной физической величиной, отражающей концентрацию междоузельных гантелей и определяющей термодинамические и кинетические свойства стекла. Кинетика изменения модуля сдвига при структурной релаксации стекла в рамках этой теории была рассчитана в работах [14, 15].

С другой стороны, нерелаксированный модуль сдвига в настоящее время рассматривается как важнейшая величина, характеризующая свойства стекла. Такая оценка обусловлена рядом обстоятельств. Во-первых, элементарные акты структурных перестроек происходят на пикосекундном временном масштабе и в силу этого должны контролироваться упругим сопротивлением материала, определяемым локальным нерелаксированным модулем сдвига. Так, Дьюре с соавторами [16] теоретически показал и экспериментально подтвердил на примере нескольких переохлажденных органических жидкостей, что энергия активации атомных перестроек действительно пропорциональна G и может быть выражена в виде $E = GV_c$, где V_c — некоторый

характеристический объем. Поскольку свойства переохлажденной жидкости непосредственно связаны со свойствами стекла, следует ожидать, что его свойства также контролируются величиной G . Действительно, Джонсон и Самвер [17] сформулировали закон гетерогенного (локализованного) пластического течения металлических стекол, в котором G играет центральную роль. Эта роль была также подтверждена для гомогенного течения металлических стекол ниже и выше температуры стеклования [18, 19]. Кроме того, было установлено, что отношение G/B (B — модуль объемной упругости) контролирует вязко-хрупкий переход в металлических стеклах [20]. Поскольку B слабо меняется при структурной релаксации, охрупчивание (потеря макроскопической пластичности) металлических стекол фактически контролируется величиной G . Из изложенного можно сделать вывод о том, что адекватное понимание кинетики изменений модуля сдвига металлических стекол в различных условиях является важной проблемой, имеющей как научное, так и прикладное значение.

В настоящей работе были поставлены следующие задачи. Во-первых, подтвердить (или опровергнуть) кинетический закон изотермической релаксации модуля сдвига, рассчитанный на основе междоузельной теории конденсированного состояния [15]. Ранее эксперименты [15] подтвердили его адекватность для объемного стекла на основе Zr. Во-вторых, был поставлен вопрос о том, является ли рост модуля при структурной релаксации «истинно» необратимым или же способность стекла к релаксации может быть восстановлена специальной термообработкой.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследований был выбран сплав $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ (ат. %), являющийся одним из лучших металлических стеклообразователей. Сплав приготавливался прямым сплавлением компонентов в толстостенной кварцевой ампуле при контролируемом давлении фосфора. Объемное стекло готовилось путем реактивной закалки расплава в медную изложницу. Экспериментально определенная скорость закалки вблизи температуры стеклования при этом составила примерно 200 К/с. Получаемые отливки размером $0.7 \times 4 \times 60$ мм³ разрезались алмазным диском на образцы размером $0.7 \times 4 \times 7$ мм³. Температура стеклования T_g , определенная с помощью дифференциальной сканирующей калориметрии по началу эндотер-

мического эффекта, составила около 559 К при скорости нагрева 5 К/мин, начало кристаллизации соответствовало температуре 628 К.

Измерения *in situ* осуществлялись с помощью высокоточной бесконтактной методики электромагнитно-акустического преобразования [21, 22], позволяющей осуществлять практически непрерывный мониторинг резонансной частоты сдвиговых колебаний в широком диапазоне температур. Резонансная частота f возбуждаемых поперечных акустических колебаний составляла около 1400 кГц и измерялась компьютеризированной системой каждые 3–5 с. Относительная точность измерений f составляла около 10^{-5} . Выражение для относительной систематической погрешности расчета модуля сдвига имеет вид

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + 2 \frac{\Delta f}{f} + 2 \frac{\Delta h}{h},$$

где h — толщина образца. Последнее слагаемое в этой формуле обусловлено тепловым расширением образца. Для температур примерно 500 К максимальная величина второго слагаемого составляет около 0.023 (см. ниже рис. 2), тогда как максимальный относительный рост плотности в результате структурной релаксации при этих температурах равен приблизительно 0.001 [7]. В области $T \approx 400$ К изменения плотности при термообработке не фиксируются [7]. Поскольку измерения f выполнялись в области $398 \text{ К} \leq T \leq 495 \text{ К}$, ошибкой, связанной с изменением плотности при измерениях, можно пренебречь и относительное изменение квадрата резонансной частоты считать пропорциональным относительному изменению модуля сдвига. Расчет относительного изменения последнего осуществлялся по формуле

$$g = \frac{G}{G_0} - 1 = \frac{f^2}{f_0^2} - 1,$$

где f_0 — начальная резонансная частота.

Температурный режим испытаний представлял собой ряд циклов при последовательно повышающихся температурах. Каждый цикл состоял из линейного нагрева со скоростью 5 К/мин до заданной изотермы, после чего следовали отжиг в течение 5–170 кс и охлаждение до комнатной температуры. Измерения проводились в вакууме при давлении около 0.1 Па. Для восстановления релаксационных свойств отожженного (состаренного) стекла осуществлялись его нагрев до $T = 608 \text{ К} > T_g$ (что соответствует области переохлажденной жидкости) со скоростью 5 К/мин и последующая закалка. Начальная скорость закалки, определенная высокоскорост-

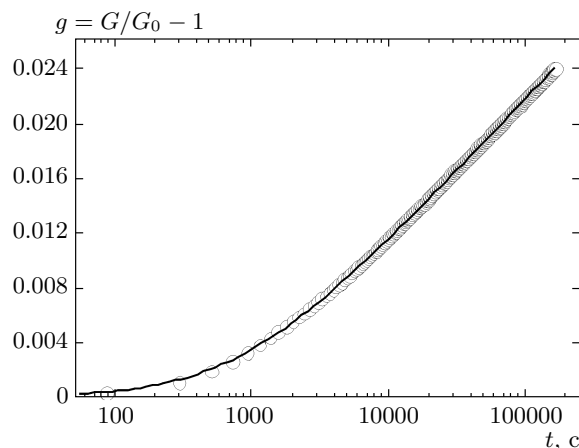


Рис. 1. Кинетика изотермической релаксации нормированного модуля сдвига объемного металлического стекла $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ при $T = 488 \text{ К}$ в течение 170 кс. Сплошная кривая дает расчетную зависимость g по формуле (1)

ной оцифровкой сигнала прикрепленной к образцу терморпары, составила 180 К/с.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Кинетика релаксации

На рис. 1 приведена типичная временная зависимость относительного изменения модуля сдвига исследуемого стекла в процессе структурной релаксации при $T = 488 \text{ К}$ в течение двух суток. Видно, что после переходного периода около 5 кс модуль линейно растет с логарифмом времени. Для объемного стекла $\text{Zr}_{52.5}\text{Ti}_5\text{Cu}_{17.9}\text{Ni}_{14.6}\text{Al}_{10}$ в работе [15] получены аналогичные экспериментальные данные. Какие-либо другие экспериментальные результаты по измерениям *in situ* изотермической кинетики модуля сдвига металлических стекол нам не известны. В работе [15] получено также уравнение, описывающее кинетику релаксации относительного изменения нормированного модуля сдвига на основе междоузельной теории:

$$g(t) = \beta k T N_0 \ln \left(1 + \frac{t}{\tau} \right), \quad (1)$$

где T , t — соответственно температура испытания и текущее время, k — постоянная Больцмана, N_0 — концентрация центров релаксации в расчете на единичный интервал энергии активации E , τ — эффективное время предварительного отжига перед началом испытания, β — безразмерный параметр

релаксации («сдвиговая восприимчивость» [12]), характеризующий чувствительность модуля сдвига к концентрации дефектов типа междоузельных гантелей. Формула (1) получена в приближении «плоского спектра» энергий активации ($N_0 \neq f(E)$). Для кристаллических плотноупакованных металлов (например, Cu) экспериментально определенное значение $\beta \approx 25$. Для металлических стекол эта величина *a priori* неизвестна. В рамках междоузельной теории [12] ее следует считать неизменной для всех фаз конденсированного состояния, поэтому в расчетах было принято указанное значение β .

Для сопоставления измеренной зависимости $g(t)$ с уравнением (1) был применен метод наименьших квадратов, который позволил найти два неизвестных параметра — βN_0 и τ . Оказалось, что рассчитанная из уравнения (1) кинетика релаксации модуля сдвига для всех исследованных временных интервалов и всех температур очень хорошо соответствует экспериментальным данным. В большинстве случаев критерий χ^2 составлял примерно 10^{-8} , а коэффициент корреляции достигал 0.998. Соответствующий пример расчета кинетики релаксации для $T = 488$ К показан сплошной кривой на рис. 1.

Чтобы выяснить особенности кинетики релаксации в различных температурных условиях, была выполнена серия изотермических отжигов. На рис. 2 изображена кинетика релаксации $g(t)$ в ходе серии последовательных изотермических испытаний одного и того же образца. В исходном состоянии этот образец нагревался до температуры $T_1 = 398$ К, затем проводились измерения $g(t)$ в течение $t_1 \approx 5$ кс (соответствующая кинетика релаксации показана на рис. 2), после чего он охлаждался до комнатной температуры. Последующие температуры испытаний выбирались так, чтобы последовательно просканировать весь спектр энергий активации. Так, при первой термообработке срабатывали все центры релаксации с энергией активации от $E_{min} = kT_1 \ln \nu \tau$ до $E_{max} = kT_1 \ln \nu(\tau + t_1)$, где τ — эффективное время предварительного отжига (которое можно оценить как $\tau = \nu^{-1} \exp(A/k)$, где $A = 3.1 \cdot 10^{-3}$ эВ/К [23, 24]), $\nu \sim 10^{13}$ с $^{-1}$ — частота попыток преодоления активационного барьера. Такая термообработка эквивалентна линейному нагреву до температуры $T_2 = E_{max}/A$ [23]. Соответственно, следующая температура испытаний принималась равной T_2 . Аналогичным образом выбиралась температура T_3 последующей термообработки. Изменение модуля сдвига во всех случаях нормировалось на величину, соответствующую началу изотермического отжига. На рис. 2 видно, что повыше-

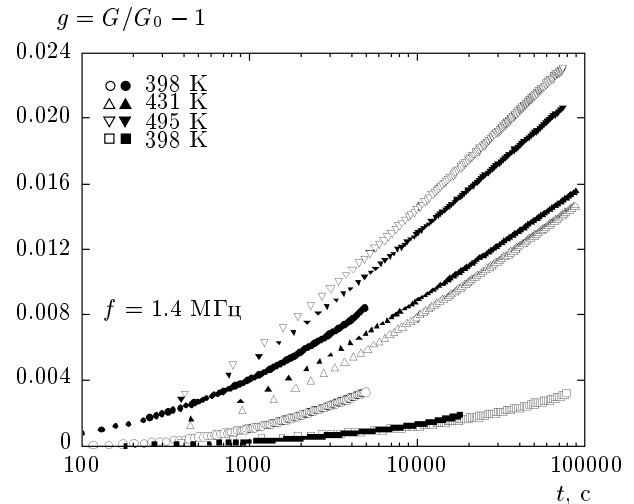


Рис. 2. Относительное изменение нормированного модуля сдвига объемного металлического $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ в ходе ряда изотермических испытаний в исходном состоянии (светлые символы) и после закалки от $T = 608$ К со скоростью 180 К/с (темные символы). Все испытания выполнены на одном и том же образце. Нормирование модуля осуществлялось на момент начала текущего изотермического отжига. Видно, что закалка приводит к восстановлению релаксации модуля, характер которой различен для различных температур последующих испытаний

ние температуры испытаний приводит к увеличению скорости роста модуля сдвига, что очевидно обусловлено ростом концентрации центров релаксации N_0 . При этом во всех случаях после переходного периода в несколько тысяч секунд g линейно растет с логарифмом времени.

Четвертое испытание было проведено при той же температуре $T_4 = T_1 = 398$ К, что и первое. Видно, что скорость и степень релаксации, равная $(G(t_{exp}) - G_0)/G_0$, где t_{exp} — продолжительность испытания, кардинально уменьшились по сравнению с первым отжигом, свидетельствуя об уменьшении концентрации источников релаксации. Повторный отжиг при этой же температуре $T_4 = T_1 = 398$ К какой-либо релаксации не выявил вообще (на рис. 2 не показано), свидетельствуя о полном исчезновении центров релаксации.

3.2. Возврат релаксации

Обычно считается, что структурная релаксация носит в основном необратимый характер, приводя к соответствующей необратимой релаксации свойств.

Однако в литературе имеются данные, свидетельствующие о возможности возврата (восстановления) ряда физических свойств металлических стекол посредством специальной термообработки [5, 7, 25–28]. В частности, было установлено, что такие физические свойства (или релаксация этих свойств), как электросопротивление [6, 7, 28], гомогенное течение в условиях испытаний на ползучесть [25, 26], инфранизкочастотное внутреннее трение [5] состаренных образцов металлического стекла $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$, могут быть восстановлены путем закалки из области переохлажденной жидкости (т. е. от температур, превышающих T_g). Поскольку модуль сдвига, как отмечено выше, является важной физической характеристикой стекла, представляло интерес выяснить, возможен ли его возврат после старения, обусловленного структурной релаксацией.

С этой целью образец, прошедший серию описанных выше испытаний, помещался в медный контейнер, нагревался со скоростью 5 К/мин до температуры 608 К и закаливался в воде. В результате нагрева образец претерпевал полную релаксацию, что следует из полной обратимости температурной зависимости g , фиксируемой после медленного охлаждения от указанной температуры. После закалки, во-первых, квадрат резонансной частоты образца уменьшился на 1.15 %. Поскольку закалка в таких условиях не меняет плотности исследуемого стекла [7], следует заключить, что абсолютное значение модуля сдвига снизилось на указанную величину. Во-вторых, как видно на рис. 2, релаксационные свойства состаренного стекла восстанавливаются. Характер релаксации после закалки, однако, значительно изменяется в сравнении с таковой в исходном состоянии. Первый отжиг закаленного образца при температуре $T_6 = (T_1) = 398$ К вызывает релаксацию, которая в 2.5 раза больше в сравнении с релаксацией, наблюдаемой в исходном стекле при тех же условиях. Последующий отжиг при температуре $T_7 = (T_2) = 431$ К повышает модуль приблизительно на 7 % больше, чем в исходном образце при той же температуре за то же время. При более высокой температуре, $T_8 = (T_3) = 495$ К, ситуация становится кардинально иной: релаксация в закаленном образце примерно на 11 % ниже релаксации в исходном образце за то же время. Степень релаксации в результате девятого отжига при $T_9 = (T_4 = T_1) = 398$ К примерно такая же, как и в исходном стекле.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Принимая во внимание, что релаксация высокочастотного модуля сдвига определяется спектром энергий активации (т. е. концентрацией N_0 центров релаксации в расчете на единичный интервал энергии активации, см. уравнение (1)), можно утверждать следующее. Закалка состаренного объемного металлического стекла $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ из области переохлажденной жидкости приводит к восстановлению релаксационной способности высокочастотного модуля сдвига. При этом, однако, спектр энергий активации структурной релаксации состаренного стекла после закалки значительно отличается от такового в исходном состоянии. В закаленном образце концентрация центров релаксации с высокими энергиями активации E (соответствующий диапазон энергий можно оценить как $AT_3 \leq E \leq kT_3 \ln \nu t_{max}$, где t_{max} — продолжительность изотермического эксперимента, что при частоте попыток $\nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$ соответствует интервалу $1.55 \text{ эВ} \leq E \leq 1.76 \text{ эВ}$) примерно на 13 % меньше по сравнению с концентрацией в исходном образце (это следует из соотношения соответствующих наклонов прямых $dg/\partial \log t$ на рис. 2 при больших t), что вызывает значительный, но все же частичный возврат релаксации. Отметим, что частичный возврат релаксации электросопротивления и инфранизкочастотного внутреннего трения наблюдался ранее в ленточном стекле (т. е. полученном методом спиннингования со скоростью порядка 10^6 К/с) того же химического состава [5, 7]. С другой стороны, концентрация центров релаксации с низкой энергией активации ($1.25 \text{ эВ} \leq E \leq 1.42 \text{ эВ}$) в состаренном закаленном образце примерно на 102 % больше, чем в исходном образце, что вызывает упомянутый выше 2.5-кратный рост степени релаксации (рис. 2). Превышение степени релаксации в состаренном закаленном образце над таковой в исходном состоянии можно назвать «гигантским возвратом» релаксации. Гигантский возврат релаксации электросопротивления и инфранизкочастотного внутреннего трения [5, 7, 27] наблюдался ранее в объемных образцах (скорость закалки при изготовлении равна примерно 200 К/с) того же стекла.

Возврат релаксации до уровня исходного состояния можно естественным образом интерпретировать как результат обратного перезаселения в верхних энергетических состояниях двухъямных центров релаксации в результате закалки из состояния переохлажденной жидкости [27]. Гигантский возврат, наблюдаемый в массивных образцах, такой интерпретации не поддается. Сам факт наличия такого воз-

врата говорит о заметном изменении структуры образца по сравнению с исходной. Это изменение можно понять в рамках основного уравнения междуузельной теории, связывающего макроскопический модуль сдвига G с концентрацией C дефектов типа междуузельных гантелей, $G = G_0 \exp(-\beta C)$, где G_0 — модуль сдвига соответствующего кристалла [12]. Поскольку в этой формуле концентрация $C = \int N_0(E) dE$ (где интеграл вычисляется по всему диапазону энергий, доступному для тепловой активации [15]), восстановление энергетического спектра структурной релаксации $N_0(E)$ в результате закалки состаренного образца (т. е. регенерация структурных образований типа междуузельных гантелей в результате нагрева в состояние переохлажденной жидкости и фиксация их концентрации в результате последующей быстрой закалки) должно уменьшать модуль сдвига относительно достигнутого релаксированного состояния. Если интегрирование восстановленного спектра (т. е. реализующегося в закаленном образце) дает большую величину, чем в случае исходного спектра, то модуль сдвига должен уменьшиться после закалки относительно исходного состояния, что и имеет место в нашем случае. Для отношения модулей в исходном (1) и закаленном (2) состояниях, с учетом малости концентрации C , имеем

$$\frac{G^{(1)}}{G^{(2)}} \approx 1 - \beta \left(\int N_0^{(1)} dE - \int N_0^{(2)} dE \right).$$

В качестве грубого приближения можно далее принять, что наблюдаемый эффект снижения модуля определяется той частью энергетического спектра, которая сканируется при температуре $T_1 = T_6 = 398$ К. Если также предположить, что (как и при выводе формулы (1)) этот спектр является «плоским», то $G^{(1)}/G^{(2)} \approx 1 - \beta \Delta N_0 \Delta E$, где $\Delta N_0 = N_0^{(2)} - N_0^{(1)}$. Примем, что в процессе изотермического измерения модуля при указанной температуре сканируется интервал энергий активации $\Delta E = 1.42$ эВ $- 1.25$ эВ $= 0.17$ эВ (см. выше). На рис. 2 для исходного и закаленного образцов при $T = 398$ К и $\beta = 25$ имеем соответственно $N_0^{(1)} = 1.62 \cdot 10^{-3}$ эВ $^{-1}$ и $N_0^{(2)} = 3.27 \cdot 10^{-3}$ эВ $^{-1}$. Тогда для отношения модулей в исходном и закаленном состояниях получаем $G^{(1)}/G^{(2)} \approx 1 - 25 \cdot 0.00165 \cdot 0.17 = 0.993$. Другими словами, модуль сдвига после закалки состаренного образца должен снижаться на 0.7%, что, с учетом сделанных приближений, достаточно близко к экспериментально наблюдаемому значению и может свидетельствовать о правильности

интерпретации кинетики релаксации и возврата на основе междуузельной теории.

5. ВЫВОДЫ

Исследована изотермическая кинетика релаксации высокочастотного модуля сдвига, обусловленная структурной релаксацией объемного металлического стекла $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ в исходном состоянии и после закалки отрелаксированного образца из состояния переохлажденной жидкости (т. е. от температуры, превышающей температуру стеклования). Установлено следующее.

1. Кинетика роста модуля сдвига в процессе структурной релаксации исследованного стекла для всех условий эксперимента следует уравнению (1), полученному ранее [15] на основе междуузельной теории конденсированного состояния.

2. Рост модуля сдвига в процессе структурной релаксации не является истинно необратимым. Закалка полностью отрелаксированных образцов из состояния переохлажденной жидкости приводит к уменьшению абсолютной величины модуля ниже исходной и восстановлению его релаксации. При этом соответствующий спектр энергий активации значительно отличается от такового в исходном состоянии. Если при измерениях сканируется низкоэнергетическая часть этого спектра (т. е. эксперимент проводится в области 400 К), то степень релаксации состаренного образца после закалки может в 2.5 раза превышать таковую в исходном состоянии («гигантский возврат» релаксации). Если сканируется высокоэнергетическая часть спектра (измерения в области 500 К), то степень релаксации меньше, чем в исходном состоянии. Оценка показала, что эффект возврата релаксации можно интерпретировать в рамках основного уравнения междуузельной теории.

3. Совокупность полученных результатов свидетельствует о том, что за структурную релаксацию стекла и обусловленную ею релаксацию и возврат модуля сдвига могут быть ответственны структурные образования, которые по своим свойствам аналогичны междуузельным гантелям в простых кристаллических металлах.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-97510-р).

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Spaepen, *Acta Metall.* **25**, 407 (1977).

2. A. E. Berlev, O. P. Bobrov, V. A. Khonik, K. Csach, A. Jurfková, J. Miškuf, H. Neuhäuser, and M. Yu. Yazvitsky, *Phys. Rev. B* **68**, 132303 (2003).
3. O. P. Bobrov, V. A. Khonik, S. A. Lyakhov, K. Csach, K. Kitagawa, and H. Neuhäuser, *J. Appl. Phys.* **100**, 033518 (2006).
4. K. Csach, O. P. Bobrov, V. A. Khonik, S. A. Lyakhov, and K. Kitagawa, *Phys. Rev. B* **73**, 092107 (2006).
5. S. V. Khonik, V. V. Sviridov, O. P. Bobrov, M. Yu. Yazvitsky, and V. A. Khonik, *J. Phys.: Cond. Matter* **20**, 165204 (2008).
6. С. В. Хоник, В. В. Свиридов, Н. П. Кобелев, М. Ю. Язвический, В. А. Хоник, *ФТТ* **49**, 1345 (2007).
7. S. V. Khonik, L. D. Kaverin, N. P. Koblelev, N. T. N. Nguyen, A. V. Lysenko, M. Yu. Yazvitsky, and V. A. Khonik, *J. Non-Cryst. Sol.* **354**, 3896 (2008).
8. А. В. Лысенко, С. А. Ляхов, В. А. Хоник, М. Ю. Язвический, *ФТТ* **51**, 209 (2009).
9. D. B. Miracle, T. Egami, K. M. Flores, and K. F. Kelton, *MRS Bull.* **32**, 629 (2007).
10. H. R. Schober, *J. Nucl. Mater.* **126**, 220 (1984).
11. U. Harms, O. Jin, and R. B. Schwarz, *J. Non-Cryst. Sol.* **317**, 200 (2003).
12. A. V. Granato, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 974 (1992).
13. A. V. Granato, *J. Non-Cryst. Sol.* **352**, 4821 (2006).
14. A. V. Granato and V. A. Khonik, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 155502 (2004).
15. S. V. Khonik, A. V. Granato, D. M. Joncich, A. Pompe, and V. A. Khonik, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 065501 (2008).
16. J. C. Dyre, N. B. Olsen, and T. Christensen, *Phys. Rev. B* **53**, 2171 (1996).
17. W. L. Johnson and K. Samwer, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 195501 (2005).
18. M. L. Lind, G. Duan, and W. L. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 015501 (2006).
19. W. L. Johnson, M. D. Demetriou, J. S. Harmon, M. L. Lind, and K. Samwer, *MRS Bull.* **32**, 644 (2007).
20. J. J. Lewandowsky, W. H. Wang, and A. L. Greer, *Phil. Mag. Lett.* **85**, 77 (2005).
21. K. R. Lyall and J. F. Cochran, *Can. J. Phys.* **49**, 1075 (1971).
22. А. Н. Васильев, Ю. П. Гайдуков, М. И. Каганов, Е. А. Попова, В. Б. Фикс, *ФНТ* **15**, 160 (1989).
23. V. A. Khonik, *Phys. Stat. Sol. (a)* **177**, 173 (2000).
24. Yu. V. Fursova and V. A. Khonik, *Phil. Mag. Lett.* **82**, 567 (2002).
25. O. P. Bobrov, K. Csach, S. V. Khonik, K. Kitagawa, S. A. Lyakhov, M. Yu. Yazvitsky, and V. A. Khonik, *Scr. Mater.* **56**, 29 (2007).
26. K. Csach, С. А. Ляхов, В. А. Хоник, *Письма в ЖТФ* **33**, 9 (2007).
27. С. В. Хоник, О. П. Бобров, М. Ю. Язвический, А. В. Лысенко, В. А. Хоник, *Изв. РАН, сер. физ.* **72**, 1324 (2008).
28. С. В. Хоник, Н. П. Кобелев, В. В. Свиридов, В. А. Хоник, *ФТТ* **50**, 1741 (2008).