

РЕЛАКСАЦИЯ МОДУЛЯ СДВИГА И ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ СТЕКЛЕ $Zr_{65}Cu_{15}Ni_{10}Al_{10}$ ПОСЛЕ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Г. В. Афонин^{a*}, Ю. П. Митрофанов^a, Н. П. Кобелев^b, В. А. Хоник^a

^a Воронежский государственный педагогический университет
394043, Воронеж, Россия

^b Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 9 апреля 2020 г.,
после переработки 6 мая 2020 г.
Принята к публикации 6 мая 2020 г.

Исследована релаксация сдвиговой упругости и энтальпии в деформированном металлическом стекле $Zr_{65}Cu_{15}Ni_{10}Al_{10}$. Установлено, что неоднородная пластическая деформация приводит к уменьшению величины нерелаксированного модуля сдвига и изменению его кинетики релаксации при последующей термообработке. Анализ калориметрических данных показывает, что неоднородная пластическая деформация приводит к накоплению дополнительной внутренней энергии в металлическом стекле, которая, однако, не вызывает релаксации модуля сдвига.

DOI: 10.31857/S0044451020100090

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно наиболее популярному подходу, неоднородная (локализованная) пластическая деформация металлических стекол (МС) происходит в результате локализации свободного объема под действием внешнего механического напряжения [1, 2]. Это приводит к локальному уменьшению вязкости и, следовательно, к неоднородной сдвиговой деформации в узких полосах, называемых полосами сдвига [3–5]. Полосы сдвига при этом должны характеризоваться близкодействующими малыми внутренними напряжениями. Существует, однако, альтернативное описание деформационных явлений в МС, основанное на дислокационных представлениях [6, 7]. Согласно этому подходу, следует ожидать наличие больших дальнедействующих внутренних напряжений, создаваемых полосами сдвига [8–10]. Недавно [11, 12] получены прямые экспериментальные свидетельства этой гипотезы. Другими словами, неоднородную пластическую деформацию МС следует рассматривать в терминах генера-

ции и распространения структурных образований, подобных дислокациям в кристаллических твердых телах. Возникающие при этом локальные атомные перестройки нанометрового масштаба (приводящие, в частности, к возникновению областей пониженной плотности) играют, по-видимому, второстепенную аккомодационную роль.

Тем не менее ни один из указанных подходов не может предсказать изменение функции состояния (например, энтальпии) МС при образовании полос сдвига, вычислить активационный барьер для их генерации или предсказать релаксацию физических свойств для такого состояния. Несмотря на значительные экспериментальные и теоретические усилия (см., например, обзор [13]), общепринятой точки зрения на микроскопический механизм неоднородной пластической деформации МС и процесс распространения полос сдвига не существует.

Поскольку деформированное МС содержит модифицированные локальные области структуры, его физические свойства отличаются от свойств недеформированного стекла. Так, например, известно, что полосы сдвига, созданные холодной прокаткой, приводят к уменьшению энергии активации кристаллизации в объемном МС [14]. Холодная прокатка также оказывает влияние на релаксацию электриче-

* E-mail: afonin@vpu.ru

ского сопротивления при температурах ниже и выше температуры стеклования T_g [15], а также изменяет механические свойства стекла [16, 17]. С другой стороны, в некоторых работах сообщается о полном отсутствии или чрезвычайно слабом влиянии неоднородной пластической деформации на свойства МС [17, 18].

Недавно установлено, что неоднородная пластическая деформация вызывает существенный рост низкотемпературного («бозонного») пика теплоемкости МС [19, 20]. При этом бозонный пик часто связывают с тепловым возбуждением «дефектных» («мягких») областей некристаллической структуры [21]. В рамках этого подхода рост бозонного пика означает генерацию дополнительных дефектных областей в результате деформирования.

Изучение бозонного пика МС [19, 22] указывает на гетерогенность структуры полосы сдвига, что согласуется с микроскопическими исследованиями [23, 24] и выводами работы [25]. Так, например, высокоразрешающая электронная микроскопия показала [23, 24], что плотность материала в полосах сдвига отличается от недеформированной матрицы МС. При этом наблюдается периодическое уменьшение и увеличение плотности вдоль полосы сдвига. Авторы работы [24] полагают, что такой характер изменения плотности обусловлен наличием в исходной структуре МС специфических атомных кластеров, которые являются источником периодического распределения плотности при деформации МС.

Структурная релаксация и кристаллизация приводят к уменьшению высоты бозонного пика теплоемкости МС [26]. При этом изменение высоты бозонного пика связано с изменением нерелаксированного модуля сдвига G , который является важной термодинамической характеристикой переохлажденных жидкостей и стекол (см. обзоры [27, 28]). В работе [26] показано, что такую взаимосвязь можно количественно описать в рамках межузельной теории [29, 30]. Согласно этой теории, бозонный пик теплоемкости стекол возникает за счет тепловой активации низкочастотных колебательных мод «дефектов» типа межузельных гантелей. Высота бозонного пика в рамках этого подхода прямо пропорциональна концентрации c этих дефектов. В свою очередь, модуль сдвига G уменьшается с ростом концентрации дефектов по закону

$$G = \mu e^{-\alpha\beta c},$$

где безразмерный параметр $\alpha \approx 1$ связан с полем деформации дефекта [31], безразмерная сдвиговая

восприимчивость β (обычно равная 15–20 для различных МС) характеризует чувствительность модуля сдвига к концентрации межузельных гантелей и связана с ангармонизмом потенциала межатомного взаимодействия [32], μ — модуль сдвига материнского кристалла (т. е. кристалла, используемого для приготовления МС закалкой расплава). Поскольку бозонный пик растет в результате неоднородной пластической деформации, можно ожидать, что величина G при этом уменьшается. Необходимо отметить, что нерелаксированный модуль сдвига G является важнейшим индикатором эволюции структуры переохлажденных жидкостей и стекол (например, см. обзор [28]), в том числе металлических [31].

В связи с изложенным выше возникла задача экспериментального изучения кинетики релаксации модуля сдвига в деформированном МС. Результаты проведенных экспериментов представлены в настоящей работе. Они сопоставляются с результатами измерений тепловых потоков, характеризующих релаксацию энтальпии некристаллической структуры. Какие-либо аналогичные исследования в литературе нам не известны.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования были выполнены на стекле $Zr_{65}Cu_{15}Ni_{10}Al_{10}$. Образцы готовились методом всасывания расплава в медную изложницу и представляли собой пластины размером $2.5 \times 11 \times 100$ мм³. Некристалличность исходных и деформированных образцов контролировалась методом рентгеновской дифракции на установке ARL X'TRA (Thermo Scientific). Геометрические размеры образцов, используемых для измерения кинетики релаксации модуля сдвига и тепловых потоков, составляли соответственно $2.5 \times 5 \times 5$ мм³ и $1.25 \times 2.5 \times 2.5$ мм³. С одной стороны, выбор указанных размеров образцов обусловлен требованиями экспериментальных установок к геометрии образцов, с другой стороны, необходимо было соблюсти геометрические пропорции 1 : 2 между образцами, чтобы обеспечить одинаковый характер деформирования образцов.

Деформирование МС выполнялось при комнатной температуре методом сжатия в электромеханической испытательной машине ИР 5092-100. Механическое напряжение прикладывалось к большей грани образцов, и, таким образом, деформация происходила в стесненных условиях. Деформация сжа-

тия ε определялась по уменьшению толщины h образца:

$$\varepsilon = \ln \frac{h_0}{h},$$

где h и h_0 — соответственно текущая и начальная толщины образца, а величина h рассчитывалась как $h = h_0 - s$, где s — смещение пуансонов в процессе нагружения. Действующее напряжение рассчитывалось как

$$\sigma = Fh/S_0h_0,$$

где F — сила, а S_0 — начальная площадь образца. Остаточная пластическая деформация определялась как

$$\varepsilon = \ln \frac{h_0}{h_k},$$

где h_k — толщина образца после его разгрузки. Скорость деформации составляла 0.5 мм/мин.

Измерения теплового потока W были выполнены методом дифференциальной сканирующей калориметрии с помощью калориметра Hitachi DSC 7020 в атмосфере азота особой чистоты (99.999%) при скорости изменения температуры 3 К/мин. Из полученных этим методом термограмм определялись температуры стеклования T_g и кристаллизации T_x . В качестве базисной линии использовалась температурная зависимость теплового потока в кристаллизованном образце. Ошибка измерения теплового потока не превышала 3.5%.

Измерения нерелаксированного модуля сдвига G проводились при скорости нагрева 3 К/мин методом электромагнитного акустического преобразования [33]. Частота сдвиговых колебаний образца составляла 400–700 кГц в зависимости от тепловой и деформационной предыстории образца. Относительная погрешность измерений резонансной частоты f составляла около $0.5 \cdot 10^{-5}$ при низком внутреннем трении Q^{-1} (низкие температуры). Рост температуры вызывает увеличение Q^{-1} , снижая относительную точность измерений f примерно до 10^{-3} вблизи T_g . Автоматические измерения осуществлялись в процессе нагрева/охлаждения каждые 15–20 с. Модуль сдвига рассчитывался по формуле

$$G = G_{rt} \frac{f^2}{f_{rt}^2},$$

где f_{rt} и $G_{rt} = 30.3$ ГПа — резонансная частота и модуль сдвига при комнатной температуре. Изменениями плотности, возникающими при структурной релаксации, при расчете величины G мы пренебрегаем. Поскольку относительная ошибка в определении частоты увеличивается от 0.5 ppm вблизи комнатной температуры примерно до 100 ppm вблизи

T_g , общая погрешность определения G/G_{rt} не превышала возможных изменений плотности (0.5–2%) [34, 35].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены для примера кривые деформирования трех образцов стекла $Zr_{65}Al_{10}Ni_{10}Cu_{15}$ со скоростью 0.5 мм/мин. Как видно, кривые напряжение–деформация достаточно хорошо воспроизводятся. Начало макроскопического течения начинается при достаточно больших напряжениях, около 1.5 ГПа, что составляет примерно 5% от величины модуля сдвига в стекле. Деформирующее напряжение на стадии пластического течения растет с увеличением деформации. Основной причиной этого упрочнения, на наш взгляд, является накопление деформационных дефектов в структуре образца, особенно при больших степенях деформации.

Деформация образцов имеет неоднородный и локализованный характер, что подтверждают данные, приведенные на рис. 2 и 3. На рис. 2 показано поведение производной $\partial\varepsilon/\partial\sigma$ в процессе деформации. Как видно, после начала интенсивного пластического течения наблюдаются резкие скачки деформации, интенсивность и амплитуда которых снижаются по мере упрочнения образца. Эти скачки проявляются в виде полос сдвига на поверхности

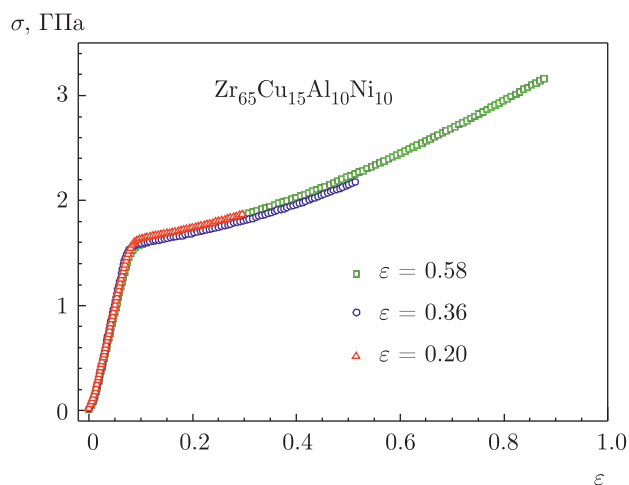


Рис. 1. (В цвете онлайн) Зависимости напряжения $\sigma = F/S$ (F — сила, S — текущая площадь сечения образца) от деформации сжатия $\varepsilon = \ln(h_0/h)$ (h_0 и h — исходное и текущее значения толщины образца) для трех образцов стекла. Указаны значения остаточной деформации после разгрузки образцов

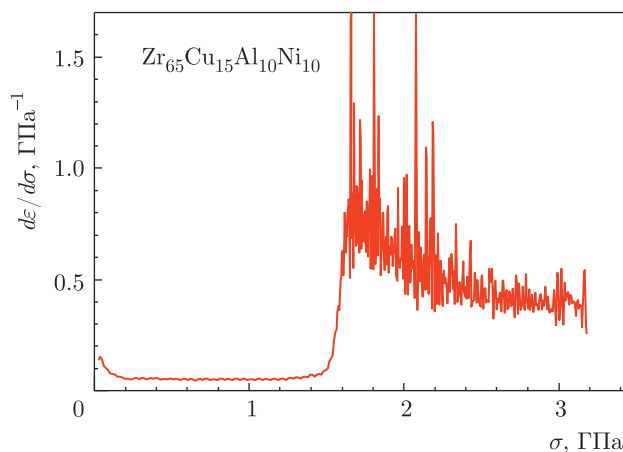


Рис. 2. Кинетика изменения производной $d\varepsilon/d\sigma$ в процессе деформации образца

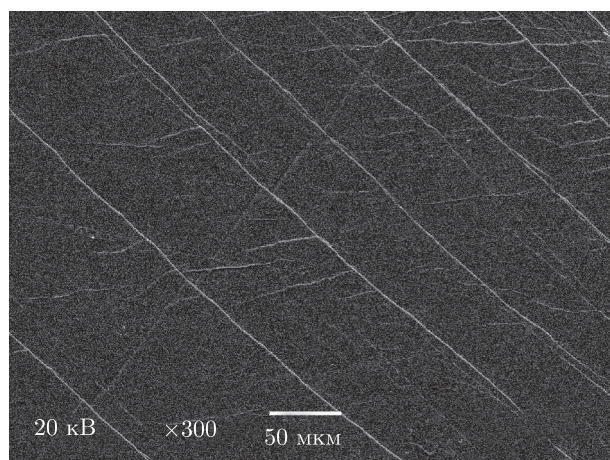


Рис. 3. Микрофотография поверхности образца металлического стекла $Zr_{65}Cu_{15}Al_{10}Ni_{10}$ после пластической деформации $\varepsilon = 0.03$. Видна упорядоченная система полос сдвига

образца (рис. 3). При относительно малых деформациях (около 3%) эти полосы хорошо заметны и имеют преимущественно регулярный характер. Однако с увеличением степени деформации их регулярность пропадает, образовавшиеся ранее полосы сдвига «замываются», а вновь возникающие становятся все менее выраженными. При этом картина достаточно выраженных и сильных полос сдвига (аналогичная показанной на рис. 3) наблюдается только у краев образца. Это свидетельствует о том, что характер деформации образца становится в целом более однородным.

Рассмотрим изменение модуля сдвига при деформировании. На рис. 4 представлена температурная зависимость относительного изменения модуля сдвига,

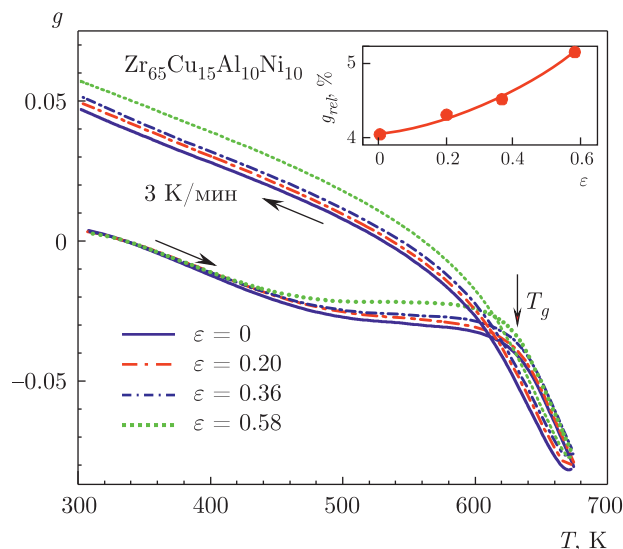


Рис. 4. (В цвете онлайн) Температурные зависимости относительного изменения модуля сдвига стекла в недеформированном ($\varepsilon = 0$) и деформированном ($\varepsilon = 0.20, 0.36, 0.58$) состояниях при нагреве до $T > T_g$ и последующем охлаждении до комнатной температуры T_r . На вставке показана величина релаксации модуля сдвига при $T = 330$ К после термообработки (g_{rel}) в зависимости от деформации ε

$$g(T) = \frac{G(T)}{G_{rt}} - 1,$$

для недеформированного ($\varepsilon = 0$) и деформированных (остаточные деформации $\varepsilon = 0.2, 0.36, 0.58$) состояний. Кинетика изменения g для недеформированного состояния в целом вполне аналогична таковой для других МС (см., например, работу [36]). При нагреве до температуры $T = 673$ К $> T_g$ (область переохлажденной жидкости, calorиметрическая температура T_g помечена стрелкой) и последующем охлаждении до комнатной температуры T_r (со скоростью, равной скорости нагрева) реализуется сильнорелаксированное состояние. Пластическая деформация вызывает некоторое изменение этой кинетики. При этом итоговая величина релаксации модуля сдвига зависит от исходной пластической деформации ε . Вставка на рис. 4 дает величину $g = g_{rel}$ для релаксированного состояния при температуре 330 К в зависимости от ε . Видно, что величина g_{rel} почти линейно растет от 4 до 5% с увеличением ε .

Рисунок 4 показывает, что температурные зависимости $g(T)$ для разных состояний при $T > T_g$ не совпадают. Известно, однако, что времена структурной релаксации в МС на основе Zr сильно уменьшаются выше T_g [36, 37] и вещество теряет «па-

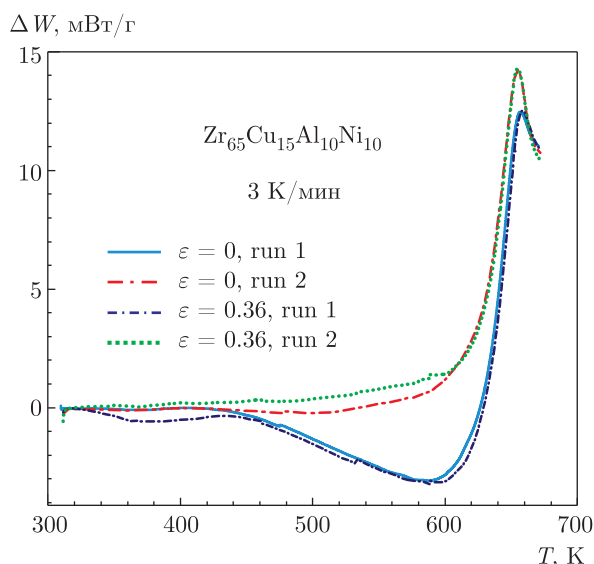


Рис. 5. (В цвете онлайн) Температурные зависимости разности тепловых потоков в стекле и кристаллизованном состоянии для недеформированного и деформированного ($\epsilon = 0.36$) стекол в исходном состоянии (run 1) и после релаксации (run 2)

мать» тепловой предыстории. Можно ожидать, что память о деформационном влиянии тоже будет полностью (или почти полностью) отсутствовать. Эта гипотеза имеет два косвенных экспериментальных подтверждения. Во-первых, температурные зависимости модуля сдвига в образцах при первом и повторном (после релаксации) нагревах выше T_g совпадают. Во-вторых, тот же вывод следует из калориметрических данных, показанных на рис. 5. На этом рисунке представлены зависимости теплового потока $\Delta W = W - W_{cryst}$ (где W_{cryst} — тепловой поток в полностью кристаллизованном состоянии) для исходного и деформированных ($\epsilon = 0.36$) образцов при первом (run 1) и втором (run 2) нагревах. Видно, что величины ΔW при максимальной температуре $T = 670$ К для исходного и деформированного образцов совпадают в пределах ошибки измерений как при первом, так и при втором нагреве.

Таким образом, есть основания считать, что величина модуля сдвига G для температур $T > T_g$ не зависит от деформационной предыстории. Следовательно, можно выполнить привязку кривых $g(T)$ к значению модуля сдвига G_{670} при 670 К, характеризующего состояние переохлажденной жидкости при температуре $T = 670$ К. На рис. 6 показаны температурные зависимости величин

$$g_{670}(T) = \frac{G(T)}{G_{670}} - 1$$

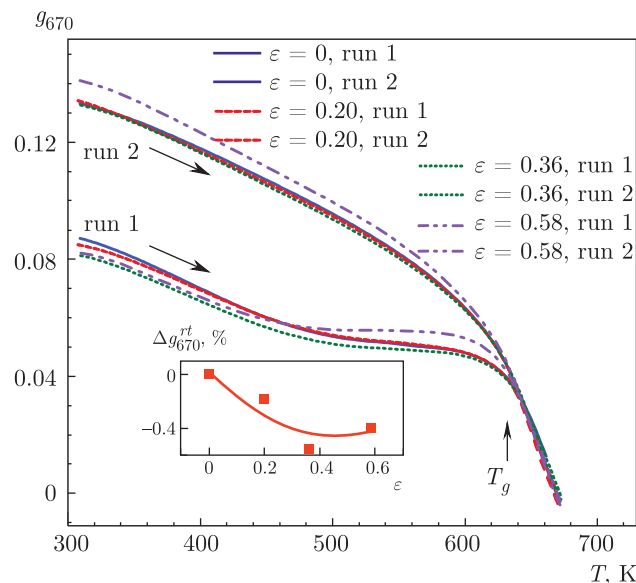


Рис. 6. Температурные зависимости величины $g_{670}(T) = G(T)/G_{670} - 1$ (G_{670} — модуль сдвига при температуре 670 К) при первом и втором нагревах для недеформированного и деформированных образцов. На вставке показаны изменения величины g_{670} вблизи комнатной температуры в зависимости от деформации ϵ

при первом (run 1) и втором (run 2, после релаксации) нагревах для недеформированного и деформированных образцов. Видно, что выше T_g для всех состояний величины g_{670} действительно совпадают. Предварительная деформация приводит к снижению значения g_{670} при комнатной температуре (см. вставку на рис. 6). Например, при максимальной деформации ($\epsilon = 0.58$) модуль сдвига меньше примерно на 0.39 % в сравнении с исходным (недеформированным) состоянием. Это наблюдение согласуется с экспериментом [38], показавшим, что высокочастотный модуль сдвига уменьшается в результате пластической деформации МС.

Отметим, что величины g_{670}^{rel} в релаксированном состоянии (run 2) при комнатной температуре для недеформированного образца и деформированных до $\epsilon \leq 0.36$ образцов совпадают, так что можно говорить о том, что их структурные состояния после релаксации одинаковы. Исключение составляет образец с максимальной степенью остаточной деформации ($\epsilon = 0.58$), для которого наблюдается увеличение модуля сдвига по сравнению с недеформированным образцом после релаксации. Наиболее вероятной причиной является следующее. Как видно на рис. 4 и 6, при $\epsilon = 0.58$ наблюдается заметное ускорение кинетики изменения модуля. Результат может

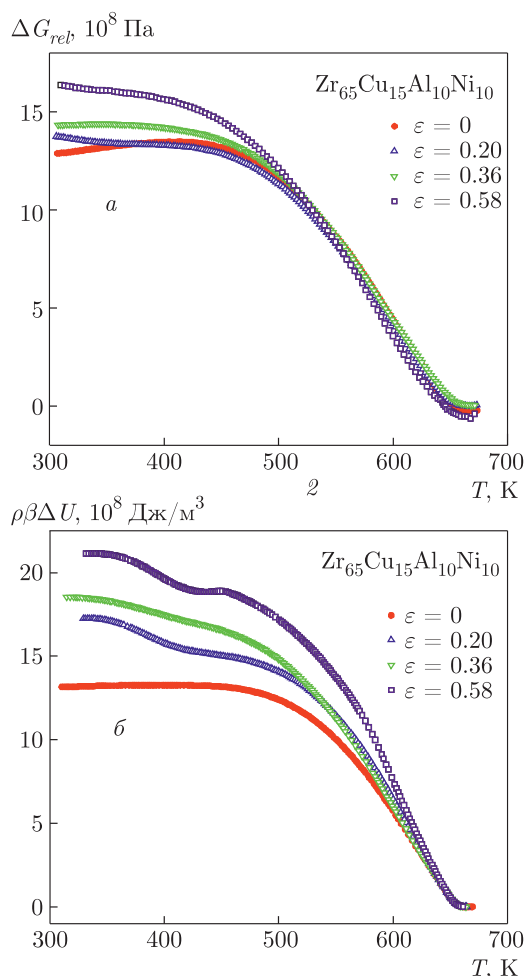


Рис. 7. (В цвете онлайн) Температурные зависимости величины релаксации модуля сдвига (а) и запасенной внутренней энергии, высвобождающейся в ходе структурной релаксации (б), для недеформированного и деформированных образцов

состоять в том, что при той же скорости изменения температуры реализуется более сильно релаксированное состояние, что и приводит к увеличению модуля сдвига.

Релаксацию сдвиговой упругости можно охарактеризовать величиной [39]

$$\Delta G_{rel}(T) = G_{rel}(T) - G_{ini}(T),$$

где $G_{ini}(T)$ и $G_{rel}(T)$ — температурные зависимости модуля сдвига в исходном и релаксированном состояниях. На рис. 7а представлены температурные зависимости величины $\Delta G_{rel}(T)$ для недеформированного и деформированных образцов. Видно, что абсолютная величина ΔG_{rel} не очень сильно меняется с деформацией. Для максимально деформированного образца она увеличивается примерно на

25 %, а для остальных случаев не превышает 10 %. Такие изменения релаксационного вклада в модуль сдвига интересно сравнить с данными по релаксации теплового потока.

Как известно, релаксация МС сопровождается тепловыми эффектами. В рамках межузельной теории [29, 30] существует прямая взаимосвязь между релаксацией сдвиговой упругости и тепловым потоком [40]. Величина релаксационного вклада ΔG_{rel} в рамках этого подхода связана с тепловым потоком ΔW_{sr} [32] ($\Delta W_{sr} = W_{rel} - W_{ini}$ — разница между тепловыми потоками в релаксированном W_{rel} и исходном W_{ini} состояниях) соотношением

$$\Delta W_{sr} = -\frac{\dot{T}}{\rho\beta} \frac{d\Delta G_{rel}}{dT}, \tag{1}$$

где \dot{T} — скорость нагрева, ρ — плотность МС, β — сдвиговая восприимчивость (универсальный интегральный параметр, характеризующий сдвиговую податливость, тепловые эффекты, ангармонизм межатомного потенциала и подсистему «дефектов» некристаллической структуры [32]). Из уравнения (1) видно, что между величинами ΔW_{sr} и $d\Delta G_{rel}/dT$ существует простая взаимосвязь, которая подтверждается многочисленными экспериментами (см., например, [32, 41]). Интегрирование этого выражения приводит к формуле

$$\Delta G_{rel} = \beta\rho\Delta U, \tag{2}$$

где избыточная внутренняя энергия стекла ΔU в сравнении с релаксированным состоянием определяется соотношением

$$\Delta U = \int_{T_r}^{T_{max}} \frac{\Delta W_{sr}}{\dot{T}} dT - \int_{T_r}^T \frac{\Delta W_{sr}}{\dot{T}} dT. \tag{3}$$

В уравнении (3) T_r — комнатная температура (или температура начала испытаний), T_{max} — температура в интервале переохлажденной жидкости, при которой сравниваются тепловые потоки (см. рис. 5), а величина ΔW_{sr} определена соотношением (1). На рис. 7б приведены температурные зависимости величины $\beta\rho\Delta U$, рассчитанные в соответствии с формулой (2). В расчете мы положили $\rho = 6271$ кг/м³ [27], $\beta = 19.3$ [34] и $T_{max} = 670$ К. Как видно из сравнения рис. 7а и 7б, для недеформированного образца расчет по формуле (2) дает практически точное значение величины релаксационного вклада в модуль сдвига. Небольшие различия могут быть связаны с наличием слабой температурной зависимости сдвиговой восприимчивости β [32]. В то же

время для деформированных образцов рассчитанные таким образом значения релаксационного вклада в модуль существенно больше измеренных экспериментально. Таким образом, формула (2) не учитывает всего тепловыделения при релаксации деформированных МС. Следовательно, после неоднородной пластической деформации в структуре МС формируются структурные конфигурации, которые не очень существенно влияют на нерелаксированный модуль сдвига, но эффективно изменяют энタルпию системы и характер ее эволюции при термообработке. Как видно из рис. 5 и 7, часть дополнительной внутренней энергии, запасенной в ходе деформации, релаксирует довольно быстро при нагреве до 400–425 К. Оставшаяся часть релаксирует довольно медленно и полностью исчезает лишь вблизи температуры стеклования, где запасенная внутренняя энергия в деформированных образцах сравнивается с таковой для недеформированного образца.

Возникает вопрос о природе дефектов, с которыми может быть связано накопление дополнительной внутренней энергии в стекле в результате деформации. Самым естественным будет связать эту энергию с аккумуляцией в стекле дефектов дислокационного типа. Они, с одной стороны, не должны вызывать существенного снижения модуля сдвига, так как с увеличением плотности уменьшается характерная длина дислокационных сегментов. Связанные с дислокационно-подобными дефектами дальнедействующие внутренние напряжения могут существенно увеличить запасенную внутреннюю энергию, которая высвобождается в виде тепла при нагреве. Наличие двухстадийного характера изменения запасенной внутренней энергии (см. рис. 7) может говорить о том, что реализуются два разных механизма релаксации этих дальнедействующих напряжений. Отметим в этой связи, что формирование мощных дальнедействующих полей упругих напряжений в результате локализованной деформации МС является надежно установленным фактом [11, 12].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены исследования релаксации сдвиговой упругости и тепловых эффектов в стекле $Zr_{65}Cu_{15}Ni_{10}Al_{10}$ после неоднородной пластической деформации. Установлено, что такая деформация МС вызывает некоторое уменьшение абсолютного значения нерелаксированного модуля сдвига при комнатной температуре. Кроме того, изменяется

характер его релаксации при дальнейшей термообработке: структура сильно деформированного МС релаксирует быстрее в сравнении с недеформированным состоянием. Показано также, что в результате пластической деформации в образцах аккумулируется дополнительная внутренняя энергия, релаксация которой, однако, не проявляется в релаксации модуля сдвига. Высказано предположение, что эта дополнительная внутренняя энергия может быть связана с накоплением дефектов дислокационного типа.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-62-46003).

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Spaepen, *Acta Metal.* **25**, 407 (1977).
2. A. S. Argon, *Acta Metal.* **27**, 47 (1979).
3. K. M. Flores, E. Sherer, A. Bharathula, H. Chen, and Y. C. Jean, *Acta Mater.* **55**, 3403 (2007).
4. K. Hajlaoui, T. Benameur, G. Vaughan, and A. R. Yavari, *Scr. Mater.* **51**, 843 (2004).
5. Y. M. Chen, T. Ohkubo, T. Mukai, and K. Hono, *J. Mater. Res.* **24**, 1 (2009).
6. J. J. Gilman, *J. Appl. Phys.* **44**, 675 (1973).
7. J. J. Gilman, *J. Appl. Phys.* **46**, 1625 (1975).
8. V. A. Khonik and L. V. Spivak, *Acta Mater.* **44**, 367 (1996).
9. A. Yu. Vinogradov and V. A. Khonik, *Phil. Mag.* **84**, 2147 (2004).
10. R. Maaß, K. Samwer, W. Arnold, and C. A. Volkert, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 171902 (2014).
11. A. Vinogradov, M. Seleznev, and I. S. Yasnikov, *Scr. Mater.* **130**, 138 (2017).
12. M. Seleznev and A. Vinogradov, *Metals* **10**, 374 (2020).
13. A. L. Greer, Y. Q. Cheng, and E. Ma, *Mat. Sci. Eng. R* **74**, 71 (2013).
14. G. Z. Ma, K. K. Song, B. A. Sun, Z. Y. Yan, U. Kühn, D. Chen, and J. Eckert, *J. Mat. Sci.* **48**, 6825 (2013).
15. S. V. Khonik, L. D. Kaverin, N. P. Kobleev, N. T. N. Nguyen, A. V. Lysenko, M. Y. Yazvitsky, and V. A. Khonik, *J. Non-Cryst. Sol.* **354**, 3896 (2008).

16. J. W. Liu, Q. P. Cao, L. Y. Chen, X. D. Wang, and J. Z. Jiang, *Acta Mater.* **58**, 4827 (2010).
17. S. Scudino, B. Jerliu, K. B. Surreddi, U. Kühn, and J. Eckert, *J. Alloys and Comp.* **509S**, S128 (2011).
18. M. H. Lee, K. S. Lee, J. Das, J. Thomas, U. Kühn, and J. Eckert, *Scr. Mater.* **620**, 678 (2010).
19. Yu. P. Mitrofanov, M. Peterlechner, S. V. Divinski, and G. Wilde, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 135901 (2014).
20. J. Büinz, T. Brink, K. Tsuchiya, F. Meng, G. Wilde, and K. Albe, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 135501 (2014).
21. H. Shintani and H. Tanaka, *Nature Mater.* **7**, 870 (2008).
22. Yu. P. Mitrofanov, M. Peterlechner, I. Binkowski, M. Yu. Zadorozhnyy, I. S. Golovin, S. V. Divinski, and G. Wilde, *Acta Mater.* **90**, 318 (2015).
23. H. Rösner, M. Peterlechner, and C. Kübel, *Ultramicroscopy* **142**, 1 (2014).
24. V. Schmidt, H. Rösner, M. Peterlechner, G. Wilde, and P. M. Voyles, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 035501 (2015).
25. Y. Shao, Y. Kefu, and X. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 171901 (2013).
26. A. N. Vasiliev, T. N. Voloshok, A. V. Granato, D. M. Joncich, Yu. P. Mitrofanov, and V. A. Khonik, *Phys. Rev. B* **80**, 172102 (2009).
27. W. H. Wang, *Progr. Mater. Sci.* **57**, 487 (2012).
28. J. Dyre, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 953 (2006).
29. A. V. Granato, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 974 (1992).
30. A. V. Granato, *Eur. Phys. J. B* **87**, 18 (2014).
31. N. P. Kobelev and V. A. Khonik, *J. Non-Cryst. Sol.* **427**, 184 (2015).
32. A. S. Makarov, Y. P. Mitrofanov, G. V. Afonin, N. P. Kobelev, and V. A. Khonik, *Intermetallics* **87**, 1 (2017).
33. А. Н. Васильев, Ю. П. Гайдуков, М. И. Каганов, Е. А. Попова, В. Б. Фикс, *ФНТ* **15**, 160 (1989).
34. G. V. Afonin, Yu. P. Mitrofanov, A. S. Makarov, N. P. Kobelev, and V. A. Khonik, *J. Non-Cryst. Sol.* **475**, 48 (2017).
35. Ю. П. Митрофанов, В. А. Хоник, А. Н. Васильев, *ЖЭТФ* **135**, 951 (2009).
36. Ю. П. Митрофанов, Г. В. Изотова, Г. В. Афонин, С. В. Хоник, Н. П. Кобелев, А. А. Калоян, В. А. Хоник, *ФТТ* **54**, 2017 (2012).
37. В. А. Хоник, Ю. П. Митрофанов, А. С. Макаров, Г. В. Афонин, А. Н. Цыплаков, *ФТТ* **57**, 1544 (2015).
38. U. Harms, O. Jin, and R. B. Schwarz, *J. Non-Cryst. Sol.* **317**, 200 (2003).
39. V. A. Khonik, *Metals* **5**, 504 (2015).
40. Yu. P. Mitrofanov, A. S. Makarov, V. A. Khonik, A. V. Granato, D. M. Joncich, and S. V. Khonik, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 131903 (2012).
41. Yu. P. Mitrofanov, D. P. Wang, W. H. Wang, and V. A. Khonik, *J. Alloys and Comp.* **677**, 80 (2016).