

# Расчет хрупкости высокоэнтропийных объемных аморфных сплавов на основе данных по релаксации сдвиговой упругости

А. С. Макаров<sup>+1)</sup>, Е. В. Гончарова<sup>+</sup>, Ц. Ч. Цзюао<sup>\*2)</sup>, Н. П. Кобелев<sup>×</sup>, В. А. Хоник<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Воронежский государственный педагогический университет, 394043 Воронеж, Россия

<sup>\*</sup> School of Mechanics, Civil Engineering and Architecture, Northwestern Polytechnical University, 710072 Xi'an, China

<sup>×</sup> Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 27 апреля 2021 г.

После переработки 30 апреля 2021 г.

Принята к публикации 30 апреля 2021 г.

Предложен и экспериментально апробирован метод расчета хрупкости высокоэнтропийных объемных аморфных сплавов на основе данных по релаксации сдвиговой упругости в интервале переохлажденной жидкости.

DOI: 10.31857/S1234567821110070

**1. Введение.** В большинстве случаев аморфные сплавы получают непрерывным охлаждением расплава со скоростью, которая необходима для предотвращения зарождения и роста кристаллов. Если расплав охлаждать со скоростью, превышающей некоторую критическую  $R_c$ , то в точке плавления (температура ликвидуса  $T_m$ ) кристаллизации не происходит, а расплав переходит в состояние переохлажденной жидкости. При дальнейшем переохлаждении расплава атомная подвижность уменьшается настолько, что материал конфигурационно замораживается при некоторой температуре, которая получила название температура стеклования  $T_g$ . Следует отметить, что вязкость  $\eta$  играет ключевую роль для объяснения поведения расплава при стекловании. Рост вязкости жидкости в процессе переохлаждения отражает падение атомной подвижности. Переход вещества из жидкого состояния в стеклообразное обычно связывают с достижением вязкости порядка  $10^{12}$  Па·с [1].

Несмотря на десятилетия исследований, многие аспекты стеклования остаются невыясненными [2]. В частности, известно, что изменение вязкости  $\eta(T)$  при температурах, близких к температуре стеклования  $T_g$ , является специфическим для каждого материала. Однако, природа возникновения значительного различия температурной вязкости  $\eta(T)$  в окрестности температуры стеклования  $T_g$  у разных материалов остается невыясненной. Вследствие разнообразия кинетики  $\eta(T)$  в окрестности  $T_g$  были предложены различные классификации стеклообразую-

щих жидкостей. Одна из первых классификаций была предложена Немилым еще в середине прошлого века [3], в рамках которой стеклообразующее расплавы классифицировались по энтропии активации вязкого течения вблизи  $T_g$ . В настоящее время широко используется классификация Анжела [1, 4, 5]. Согласно этой классификации, стеклообразующие жидкости можно разделить на две категории: “прочные” (“strong”) и “хрупкие” (“fragile”). “Прочными” называют стеклообразующие жидкости, демонстрирующие аррениусовскую температурную зависимость вязкости, тогда как “хрупкими” или “хрупкими” называют стеклообразующие жидкости, у которых фиксируется значительное отклонение температурной зависимости вязкости от аррениусовского поведения. К настоящему времени для описания температурных зависимостей вязкости  $\eta(T)$  “хрупких/хрупких” стеклообразующих жидкостей предложен широкий спектр эмпирических соотношений, содержащих по несколько подгоночных параметров [6, 7].

Количественная оценка хрупкости (“хрупкости”)  $m$  заключается в определении наклона логарифма вязкости  $\log_{10} \eta(T_g/T)$  как функции приведенной обратной температуры  $T_g/T$  в окрестности  $T_g$ :

$$m = \left( \frac{d \log_{10} \eta}{d(T_g/T)} \right) \Big|_{T=T_g}. \quad (1)$$

Величина хрупкости  $m$  составляет 16 для идеально “прочных” стеклообразующих жидкостей и около 200 для экстремально “хрупких” стеклообразователей [8]. К настоящему времени установлено наличие корреляций хрупкости  $m$  с различными характе-

<sup>1)</sup> e-mail: a.s.makarov.vrn@gmail.com

<sup>2)</sup> J. C. Qiao.

ристикой металлических стеклообразующих сплавов, а именно: а) выявлена взаимосвязь между  $m$  и упругими модулями аморфных сплавов при комнатной температуре [9], б) установлена взаимосвязь между  $m$ , стеклообразующей способностью и пластичностью [10], в) найдена корреляция между  $m$  и изменением плотности при изотермическом отжиге, намного ниже  $T_g$  [11] и др. [12]. Применение указанных корреляций для вычисления хрупкости конкретных составов металлических стеклообразователей сильно затруднено в связи с большим разбросом значений анализируемых эмпирических величин и, как следствие, низкой достоверностью результатов вычислений.

Сравнительно недавно (начало 2010-х гг.) был предложен новый класс металлических стеклообразующих сплавов – высокоэнтропийные объемные аморфные сплавы (ВЭОАС, или HEVMGs – *High entropy bulk metallic glasses*) [13], обладающих значительным потенциалом прикладного использования [14]. Высокоэнтропийными (ВЭС) называют сплавы, которые содержат пять или более металлических элементов в равных или почти равных (содержание каждого элемента должно лежать в интервале от 5 до 35 ат. %) атомных долях [15]. В ходе закалки расплава ВЭС можно получить полностью аморфные образцы ВЭОАС, которые в силу их структурной неупорядоченности проявляют так называемую структурную релаксацию (СР), приводящую к снижению энергии Гиббса.

В литературе отсутствует общепринятая точка зрения о природе термоактивируемых релаксационных процессов в аморфных сплавах, но все большее распространение получает идея о том, что нерелаксированный (мгновенный) модуль сдвига является важнейшим физическим параметром, характеризующим элементарные структурные перестройки в некристаллических веществах при термической обработке [16]. Элементарные акты структурных перестроек происходят на пикосекундном временном масштабе и мгновенные упругие свойства окружающей среды должны поэтому контролировать величину потенциальных барьеров для этих перестроек. Немилов в середине 1960-х гг. предположил, что свободная энергия активации  $F$  атомных перестроек и мгновенный модуль сдвига  $G$  связаны простым соотношением  $F = GV$ , где  $V$  – характеристический объем перестройки [17]. Экспериментальная проверка этого соотношения подтвердила его справедливость для оксидных, халькогенидных, органических и металлических переохлажденных жидкостей [18–20]. Далее ряд других исследователей предложили

физические модели для интерпретации релаксационных явлений некристаллических веществ, в которых мгновенный модуль сдвига также играл ключевую роль (обзоры [16, 21, 22]). Другим весомым аргументом в пользу того, что величина  $G$  является одной из важнейших характеристик некристаллических веществ является успешное описание в рамках межузельной теории (МТ) целого спектра релаксационных явлений в стандартных аморфных сплавах на основе одного или двух компонентов [22, 23]. Интерпретация релаксационных явлений в аморфных сплавах в рамках МТ [24, 25] основана на гипотезе о том, что эти явления реализуются в наномасштабных “дефектных” областях структуры, которые по своим свойствам аналогичны свойствам межузельных атомов в их наиболее устойчивой гантельной форме, характерной для кристаллов. Главная специфика этих “дефектов” некристаллической структуры состоит в их высокой чувствительности к действию внешнего механического напряжения, что вызывает снижение локального модуля сдвига. Соответственно, изменения концентрации “дефектов” (кавычки далее опущены) отражаются в изменении макроскопической сдвиговой упругости [22, 23, 26].

**2. Постановка задачи.** Исходя из вышеизложенного, можно ожидать, что хрупкость ВЭОАС  $m$  также будет в значительной степени определяться кинетикой мгновенного модуля сдвига в интервале переохлажденной жидкости  $G_{sql}(T)$ .

В рамках МТ величина  $G_{sql}(T)$  будет определяться соотношением

$$G_{sql}(T) = \mu_{sql}(T) \exp(-\alpha\beta c(T)), \quad (2)$$

где  $\mu_{sql}(T)$  – температурная зависимость модуля сдвига кристаллического аналога (ВЭС), безразмерный параметр  $\alpha$  является характеристикой поля деформации межузельного дефекта,  $\beta$  – безразмерная сдвиговая восприимчивость,  $c(T)$  – температурная зависимость концентрации дефектов типа межузельных гантелей [22].

Согласно [27] скорость изменения равновесной концентрации дефектов  $c$  определяет хрупкость по Гранато  $\gamma$  в виде

$$\gamma = \beta T_g \left. \frac{dc}{dT} \right|_{T=T_g}. \quad (3)$$

Хрупкость Гранато  $\gamma$  связана с хрупкостью  $m$  (уравнение (1)) простым соотношением  $m = 17(\gamma + 1)[27]$ . Температурная зависимость вязкости  $\eta(T)$

стеклообразующего расплава связана с мгновенным модулем сдвига ВЭОАС  $G(T)$  соотношением

$$\eta(T) = \eta_0 \exp\left(\frac{G(T)V_c}{k_B T}\right), \quad (4)$$

где  $\eta_0$  – теоретический температурный предел вязкости, принятый равным  $10^{-4}$  Па · с [18],  $V_c$  – характеристический объем элементарных атомных перестроек,  $k_B$  – постоянная Больцмана [19, 27]. Для применения уравнения (4) к процессу стеклования расплава ВЭС необходимо принять  $\eta = 10^{12}$  Па · с, а вместо  $G(T)$  использовать данные в интервале стеклования  $G_{sql}(T)$ . Тогда с помощью соотношений (2)–(4) можно получить уравнение для расчета хрупкости ВЭОАС  $m$  в виде

$$m = \left(1 - T_g \frac{d \ln G_{sql}}{dT}\right) \log_{10} \frac{\eta_g}{\eta_0}. \quad (5)$$

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы показать, что хрупкость ВЭОАС может быть рассчитана на основе данных релаксации сдвиговой упругости, фиксируемых в интервале переохлажденной жидкости.

### 3. Методика эксперимента.

Исследования были реализованы на ВЭОАС  $\text{Ti}_{16.7}\text{Zr}_{16.7}\text{Hf}_{16.7}\text{Cu}_{16.7}\text{Ni}_{16.7}\text{V}_{16.7}$  и  $\text{Zr}_{35}\text{Hf}_{17.5}\text{Ti}_{5.5}\text{Al}_{12.5}\text{Co}_{7.5}\text{Ni}_{12}\text{Cu}_{10}$  (ат. %, далее именуемые  $\text{TiZrHfCuNiV}$  и  $\text{ZrHfTiAlCoNiCu}$ ), которые обладают высокой стеклообразующей способностью (критический диаметр для  $\text{TiZrHfCuNiV}$  и  $\text{ZrHfTiAlCoNiCu}$  составляет 15 и 18 мм, соответственно [28–30]). Аморфность образцов ВЭОАС контролировалась рентгеновской дифракцией.

Сдвиговая вязкость  $\eta(T)$  определялась на основе прямых измерений ползучести в условиях изохронного нагрева при скорости 3 К/мин в вакууме с остаточным давлением  $\approx 10^{-2}$  Па. Точность поддержания заданной температуры составляла 0.2 К, частота оцифровки данных 0.1 Гц. Для компенсации паразитного теплового расширения элементов измерительной установки каждая зависимость  $\eta(T)$  была получена в результате двух измерений ползучести: 1) на высоком напряжении  $\sigma_h \approx 110$ –120 МПа; 2) на низком напряжении  $\sigma_l \approx 10$ –20 МПа. В силу того, что пластическое течение при напряжениях менее 200 МПа является ньютоновским, то сдвиговая вязкость вычислялась путем численного дифференцирования как  $\eta = \sigma_{\text{eff}}/3\dot{\epsilon}_{\text{eff}}$ , где  $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_h - \sigma_l$  – эффективное напряжение,  $\dot{\epsilon}_{\text{eff}} = \dot{\epsilon}_h - \dot{\epsilon}_l$  – эффективная скорость деформации ( $\dot{\epsilon}_h, \dot{\epsilon}_l$  – скорости деформации соответствующие напряжениям  $\sigma_h$  и  $\sigma_l$ ). Также при расчете сдвиговой вязкости учитывалось изменение

площади сечения образца при помощи соотношения  $S(T) = (t_0 w_0 l_0)/(l_0 + \Delta l(T))$ , где  $t_0 \approx 30$  мкм,  $w_0 \approx 0.5$  мм и  $l_0 \approx 20$  мм – начальная толщина, ширина и длина образца, соответственно,  $\Delta l(T)$  – продольное удлинение образца, абсолютная погрешность определения которого составляла  $10^{-2}$  мкм.

Для измерения температурной зависимости мгновенного модуля сдвига в интервале переохлажденной жидкости  $G_{sql}(T)$  использовался автоматизированный аппаратно-программный комплекс, основанный на методе электромагнитно-акустического преобразования (ЭМАП)[31]. Экспериментальный комплекс ЭМАП позволяет проводить *in situ* измерения резонансной частоты сдвиговых колебаний ( $f \approx 500$ –600 кГц) с относительной погрешностью 10 ppm при 310 К. С ростом температуры погрешность измерений резонансной частоты  $f$  возрастает вследствие увеличения внутреннего трения материала, достигая 100 ppm при 740 К. Измерения  $f$  были выполнены при скорости нагрева 3 К/мин на образцах размером  $5 \times 5 \times 2$  мм<sup>3</sup> при давлении около  $10^{-2}$  Па. Температурная зависимость абсолютного значения модуля сдвига рассчитывалась по формуле  $G(T) = G_{rt} f^2(T)/f_{rt}^2$ , где  $G_{rt}$  – модуль сдвига при 310 К,  $f(T)$  и  $f_{rt}$  – текущая и начальная (при  $T = 310$  К) резонансные частоты. Абсолютная погрешность определения температуры составляла 0.2 К.

**4. Результаты и обсуждение.** На рисунке 1 приведены экспериментальные данные логарифма сдвиговой вязкости в зависимости от приведенной обратной температуры  $T_g/T$  для ВЭОАС  $\text{Ti}_{16.7}\text{Zr}_{16.7}\text{Hf}_{16.7}\text{Cu}_{16.7}\text{Ni}_{16.7}\text{V}_{16.7}$  (а) и  $\text{Zr}_{35}\text{Hf}_{17.5}\text{Ti}_{5.5}\text{Al}_{12.5}\text{Co}_{7.5}\text{Ni}_{12}\text{Cu}_{10}$  (б). Температура, при которой величина сдвиговой вязкости достигает значения  $10^{12}$  Па · с, соответствует температуре стеклования  $T_g$ , используемой для расчетов хрупкости при помощи соотношения (1). Эти температуры составляют 664 и 689 К для ВЭОАС  $\text{TiZrHfCuNiV}$  и  $\text{ZrHfTiAlCoNiCu}$ , соответственно. Следует отметить, что величины калориметрических температур стеклования  $T_g$  для ВЭОАС  $\text{TiZrHfCuNiV}$  и  $\text{ZrHfTiAlCoNiCu}$ , определенных из термограмм дифференциальной сканирующей калориметрии, составляют 667 и 695 К, соответственно [32]. Из рисунка 1 следует, что в результате нагрева от комнатной температуры до  $T_g$  сдвиговая вязкость снижается  $\approx 4$  порядка, от  $10^{16}$  Па · с до  $10^{12}$  Па · с.

Показанные на рис. 1 экспериментальные данные были использованы для определения хрупкости  $m$  по формуле (1). Расчеты дают величины  $m = 29.3 \pm 0.7$  и  $m = 28.2 \pm 0.8$  для ВЭОАС  $\text{TiZrHfCuNiV}$  и  $\text{ZrHfTiAlCoNiCu}$  соответствен-

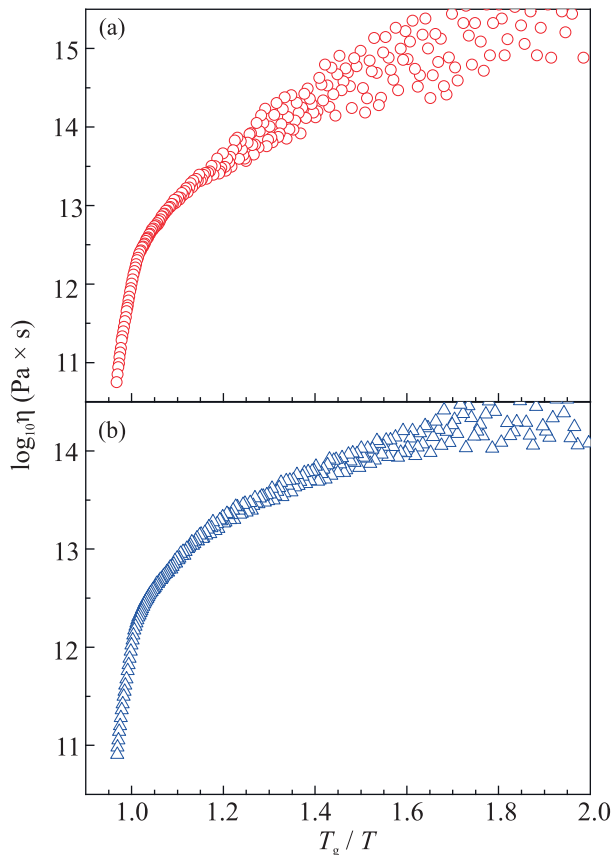


Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментальные данные логарифма сдвиговой вязкости  $\log_{10} \eta(T)$  как функции приведенной обратной температуры  $T_g/T$  для ВЭОАС  $\text{Ti}_{16.7}\text{Zr}_{16.7}\text{Hf}_{16.7}\text{Cu}_{16.7}\text{Ni}_{16.7}\text{Ve}_{16.7}$  (a) и  $\text{Zr}_{35}\text{Hf}_{17.5}\text{Ti}_{5.5}\text{Al}_{12.5}\text{Co}_{7.5}\text{Ni}_{12}\text{Cu}_{10}$  (b)

но. Фрагильность ВЭОАС  $\text{TiZrHfCuNiVe}$  хорошо согласуется с результатами независимых экспериментальных исследований вязкости [33], в ходе анализа которых получена величина фрагильности 28.7. Литературные данные фрагильности ВЭОАС  $\text{ZrHfTiAlCoNiCu}$  нам неизвестны.

На рисунке 2 представлены результаты измерения температурной зависимости модуля сдвига исследуемых ВЭОАС  $\text{TiZrHfCuNiVe}$  и  $\text{ZrHfTiAlCoNiCu}$ . Видно, что модуль сдвига  $G$  демонстрирует монотонное снижение вплоть до  $\approx 500$  К, после чего наблюдается дополнительный рост модуля сдвига  $G$ , имеющий место вплоть до температур, близких к calorimetric temperature стеклования  $T_g$  (показаны стрелками на рис. 2). Этот рост обусловлен процессами интенсивной СР ВЭОАС. Вблизи и выше calorimetric temperature стеклования  $T_g$  наблюдается значительное увеличение наклона зависимости  $G(T)$ , вызванное переходом исследуемого ВЭОАС в состояние пе-

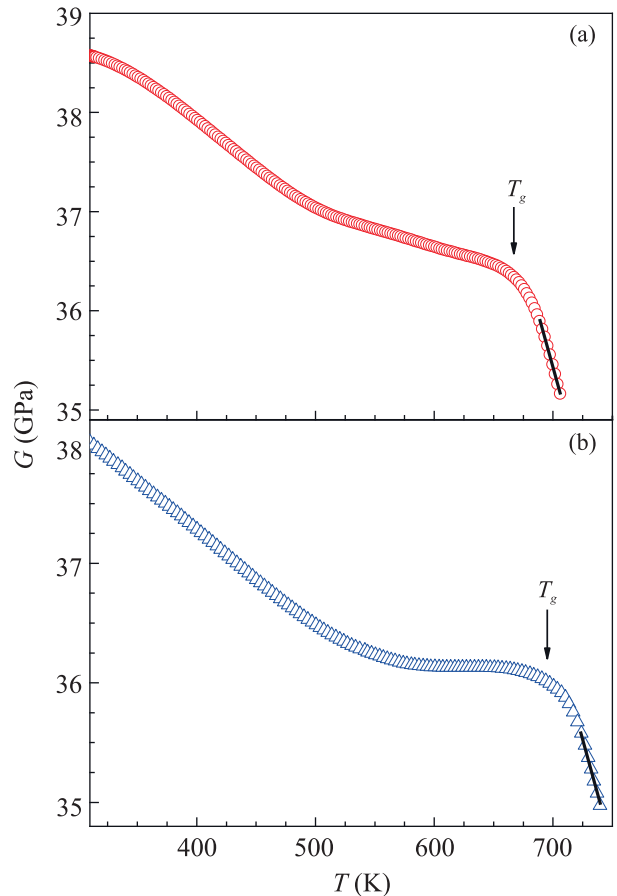


Рис. 2. (Цветной онлайн) Экспериментальные данные температурных зависимостей модуля сдвига ВЭОАС  $\text{Ti}_{16.7}\text{Zr}_{16.7}\text{Hf}_{16.7}\text{Cu}_{16.7}\text{Ni}_{16.7}\text{Ve}_{16.7}$  (a) и  $\text{Zr}_{35}\text{Hf}_{17.5}\text{Ti}_{5.5}\text{Al}_{12.5}\text{Co}_{7.5}\text{Ni}_{12}\text{Cu}_{10}$  (b). Стрелками показаны calorimetric температуры стеклования  $T_g$  при скорости нагрева 3 К/мин [32]. Сплошными линиями показаны температурные интервалы, в которых зависимости  $G(T)$  в состоянии переохлажденной жидкости являются линейными

реохлажденной жидкости (интервал температур между температурой стеклования  $T_g$  и температурой кристаллизации  $T_c$ ). Сплошными линиями показаны температурные интервалы, в которых зависимости  $G(T)$  в состоянии переохлажденной жидкости являются линейными.

Согласно МТ релаксационная кинетика изменения модуля сдвига ВЭОАС определяется процессами рекомбинации и/или генерации дефектов типа межузельных гантелей. В свою очередь, скорость изменения концентрации дефектов в состоянии переохлажденной жидкости определяет фрагильность стеклообразующего расплава. Для расчетов фрагильности  $m$  исследуемых ВЭОАС  $\text{TiZrHfCuNiVe}$  и  $\text{ZrHfTiAlCoNiCu}$  по формуле (5) были использована-

ны данные релаксации сдвиговой упругости в состоянии переохлажденной жидкости, представленные на рис. 2. Величина  $d \ln G_{scl} / dT$  определялась в температурном диапазоне, который на рис. 2 показан сплошными линиями. Значения теоретического температурного предела вязкости  $\eta_0$  рассчитывались с помощью соотношения  $\eta_0 = N_A h / V_\mu$ , где  $N_A$  – число Авогадро,  $h$  – постоянная Планка и  $V_\mu$  – молярный объем [18]. Для исследуемых ВЭОАС TiZrHfCuNiBe и ZrHfTiAlCoNiCu значения  $\eta_0$  составили  $4.3 \cdot 10^{-5}$  и  $3.2 \cdot 10^{-5}$  Па · с соответственно.

В результате расчетов фрагильности  $m$  по формуле (5) получены величины  $m = 30.0 \pm 0.5$  и  $m = 29.3 \pm 0.5$  для ВЭОАС TiZrHfCuNiBe и ZrHfTiAlCoNiCu соответственно. Полученные с помощью соотношения (5) значения фрагильности хорошо согласуются с величинами  $m$ , определенными из наклона логарифма сдвиговой вязкости  $\log_{10} \eta(T_g/T)$  как функции приведенной обратной температуры  $T_g/T$  в окрестности  $T_g$  (1). При этом следует отметить, что в литературе встречается большой разброс значений фрагильности  $m$  для одних и тех же составов металлических стеклообразователей [34, 35]. Причин различия значений фрагильности  $m$  несколько: а) трудности с получением надежных экспериментальных данных сдвиговой вязкости в интересующем диапазоне температур, б) использование различных способов определения фрагильности  $m$ . Предложенный способ определения фрагильности ВЭОАС на основе данных по релаксации сдвиговой упругости в интервале переохлажденной жидкости (уравнение (5)) демонстрирует хорошую согласованность с другими методами [33].

**5. Заключение.** В результате исследований зависимости сдвиговой вязкости от температуры получены значения фрагильности высокоэнтропийных объемных аморфных сплавов. Проведены экспериментальные исследования релаксации сдвиговой упругости высокоэнтропийных объемных аморфных сплавов в интервале переохлажденной жидкости. Высказано предположение о том, что фрагильность высокоэнтропийных объемных аморфных сплавов связана с релаксацией мгновенного модуля сдвига в интервале переохлажденной жидкости и может быть рассчитана на основе межузельной теории.

В работе показано, что фрагильность, рассчитанная с использованием данных релаксации модуля сдвига, хорошо согласуется с прямым определением фрагильности по данным сдвиговой вязкости при стекловании. Этот факт подтверждает гипотезу межузельной теории о том, что мгновенный мо-

дуль сдвига является важнейшим термодинамическим параметром, характеризующим элементарные структурные перестройки в аморфных сплавах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук (проект МК-1101.2020.2).

1. L. M. Martinez and C. A. Angell, Nature **410**, 663 (2001).
2. G. McKenna, Nat. Phys. **4**, 673 (2008).
3. С. В. Немилов, ЖПХ **37**, 293 (1964).
4. C. A. Angell, J. Phys. Chem. Solids **49**, 863 (1988).
5. C. A. Angell, Science **267**, 1924 (1995).
6. C. A. Angell, K. L. Ngai, G. B. McKenna, P. F. McMillan, and S. W. Martin, J. Appl. Phys. **88**, 3113 (2000).
7. Д. С. Сандитов, М. И. Ожован, УФН **189**, 113 (2019).
8. R. Bohmer, K. L. Ngai, C. A. Angell, and D. J. Plazek, J. Chem. Phys. **99**, 4201 (1993).
9. V. N. Novikov and A. P. Sokolov, Nature **431**, 961 (2004).
10. E. S. Park, J. H. Na, and D. H. Kim, Appl. Phys. Lett. **91**, 031907 (2007).
11. R. J. Xue, L. Z. Zhao, M. X. Pan, B. Zhang, and W. H. Wang, J. Non-Cryst. Solids **425**, 153 (2015).
12. D. L. Sidebottom, J. Non-Cryst. Solids **524**, 119641 (2015).
13. M. H. Tsai and J. W. Yeh, Mater. Res. Lett. **4**, 515 (2014).
14. Y. Chen, Z. W. Dai, and J. Z. Jiang, J. Alloys Compd. **866**, 158852 (2021).
15. J. W. Yeh, S. K. Chen, S. J. Lin, J. Y. Gan, T. S. Chin, T. T. Shun, C. H. Tsau, and S. Y. Chang, Adv. Eng. Mater. **6**, 299 (2004).
16. J. C. Dyre, Rev. Mod. Phys. **78**, 953 (2006).
17. С. В. Немилов, ЖФХ **42**, 391 (1968).
18. S. V. Nemilov, J. Non-Cryst. Solids **352**, 2715 (2006).
19. J. C. Dyre, N. B. Olsen, and T. Christensen, Phys. Rev. B **53**, 2171 (1996).
20. V. A. Khonik, Yu. P. Mitrofanov, S. A. Lyakhov, A. N. Vasiliev, S. V. Khonik, and D. A. Khoviv, Phys. Rev. B **79**, 132204 (2009).
21. W. W. Wang, Prog. Mater. Sci. **57**, 487656 (2012).
22. V. A. Khonik and N. P. Kobelev, Metals **9**, 605 (2019).
23. V. A. Khonik, J. Alloys Compd. **853**, 157067 (2021).
24. A. V. Granato, Phys. Rev. Lett. **68**, 974 (1992).
25. A. V. Granato, Eur. J. Phys. **87**, 18 (2014).
26. N. P. Kobelev and V. A. Khonik, J. Non-Cryst. Solids **427**, 184 (2015).
27. A. V. Granato, J. Non-Cryst. Solids **352**, 4821 (2006).

28. H. Y. Ding, Y. Shao, P. Gong, J. F. Li, and K. F. Yao, *Mater. Lett.* **125**, 151 (2014).
29. T. Wada, J. Jiang, K. Yubuta, H. Kato, and A. Takeuchi, *Materialia* **7**, 100372 (2019).
30. L. T. Zhang, Y. J. Duan, T. Wada, H. Kato, J. M. Pelletier, D. Crespo, E. Pineda, and J. C. Qiao, *J. Mater. Sci. Technol.* **83**, 248 (2021).
31. А. Н. Васильев, Ю. П. Гайдуков, *УФН* **141**, 431 (1983).
32. А. С. Макаров, Е. В. Гончарова, Г. В. Афонин, Ц. Ч. Цзиао, Н. П. Кобелев, В. А. Хоник, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 691 (2020).
33. M. Yang, X. J. Liu, Y. Wu, H. Wang, X. Z. Wang, and Z. P. Lu, *Mater. Res. Lett.* **6**, 495 (2018).
34. P. Si, X. Bian, J. Zhang, H. Li, M. Sun, and Y. Zhao, *J. Phys. Condens. Matter* **15**, 5409 (2003).
35. L. Hu, X. Bian, W. Wang, J. Zhang, W. H. Wang, and Y. Jia, *Acta Mater.* **52** 4773 (2004).