

# ПРОГНОЗИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ РЕЛАКСАЦИИ МОДУЛЯ СДВИГА ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ НА ОСНОВЕ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

*А. С. Макаров<sup>а</sup>, Г. В. Афонин<sup>а\*</sup>, Ц. Ч. Цзиао<sup>б\*\*</sup>, Н. П. Кобелев<sup>с</sup>, В. А. Хоник<sup>а</sup>*

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

<sup>б</sup> Northwestern Polytechnical University  
710072, Xi'an, China

<sup>с</sup> Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 16 ноября 2021 г.,  
после переработки 30 ноября 2021 г.  
Принята к публикации 30 ноября 2021 г.

Основанный на межузельной теории Гранато метод, позволяющий рассчитать температурную зависимость модуля сдвига  $G$  на основе экспериментальных данных калориметрии, успешно проверен на ряде объемных металлических стекол. Впервые представлены результаты прогнозирования в широком диапазоне температур, включающем кристаллизацию как исходных, так и релаксированных металлических стекол. Погрешность расчета температурных зависимостей модуля сдвига металлических стекол при кристаллизации не превышает 10 %.

DOI: 10.31857/S0044451022030075

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время все более аргументированной становится идея о том, что нерелаксированный (высокочастотный) модуль сдвига представляет собой важнейший физический параметр, определяющий на наноскопическом масштабе элементарные процессы релаксации и деформации в некристаллических материалах, включая металлические стекла (МС). Эта идея восходит к работам Немилова 60-х годов прошлого века, который предположил, что энергия активации вязкого течения в оксидных стеклах пропорциональна макроскопическому модулю сдвига [1]. Подобные идеи позже были сформулированы Дайре [2, 3], Джонсоном и Самвером с соавторами [4, 5] и другими исследователями (см. обзоры [3, 6]). К настоящему времени установлено большое количество корреляций макроскопического модуля

сдвига с различными физическими свойствами МС, как показано в подробном обзоре Ванга [6].

Информация о модуле сдвига имеет большое значение для понимания природы различных процессов, происходящих в некристаллических конденсированных средах. Многие важные вопросы, связанные со сдвиговой упругостью МС, все еще остаются неясными, несмотря на исследования в течение длительного времени. В значительной степени эти вопросы связаны с пониманием природы физических процессов, обеспечивающих взаимосвязь макроскопического модуля сдвига и физических свойств МС. Для решения обозначенной проблемы необходимы детальные данные об особенностях кинетики релаксации модуля сдвига в МС. В свою очередь, прецизионное измерение температурных зависимостей нерелаксированного модуля сдвига является сложной технической задачей, и число таких исследований невелико. Среди наиболее удобных методов, позволяющих проводить эти исследования, стоит отметить метод электромагнитно-акустического преобразования (ЭМАП) [7, 8], с помощью которого были выполнены измерения температурных зависимостей модуля сдвига в ряде раз-

\* E-mail: afoninyv@gmail.com

\*\* J. C. Qiao.

личных МС [8–13]. Однако у этого метода есть определенные ограничения. Например, измерения модуля сдвига МС в состоянии переохлажденной жидкости весьма сложны вследствие высокого уровня затухания вблизи и выше температуры стеклования, а также быстрого роста модуля сдвига при кристаллизации. Задача настоящей работы — показать, что температурная зависимость нерелаксированного модуля сдвига как исходных, так и релаксированных МС может быть рассчитана в широком диапазоне температур (включая кристаллизацию аморфной матрицы) на основе термограмм, регистрируемых методом дифференциальной сканирующей калориметрии. Расчет может быть осуществлен в рамках физических представлений о фундаментальной взаимосвязи сдвиговой упругости и тепловых свойств МС.

## 2. ИДЕОЛОГИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ

Нерелаксированный модуль сдвига является ключевым параметром межзельной теории (МТ) Гранато [14, 15], в рамках которой удалось описать явления релаксации и кристаллизации в аморфных сплавах [12]. В основе МТ лежит гипотеза о том, что плавление простых кристаллических металлов связано с быстрой генерацией межзельных дефектов в наиболее устойчивой гантельной конфигурации (специально поставленные эксперименты подтвердили эту гипотезу [16]). Эти дефекты остаются идентифицируемыми структурными единицами в жидком состоянии [17] и замораживаются при быстрой закалке расплава, реализуемой при изготовлении стекла. При этом явления релаксации и кристаллизации в аморфном состоянии можно интерпретировать как результат изменения концентрации этих дефектов при термообработке. В аморфном состоянии эти дефекты не могут быть идентифицированы по их геометрическим признакам, характерным для кристаллов (два атома стремятся занять один и тот же минимум потенциальной энергии), но, тем не менее, они сохраняют те же свойства, которые типичны для межзельных гантелей в кристаллах [12].

Внешнее сдвиговое напряжение вызывает струноподобное движение около двух десятков атомов вокруг ядер дефектов, что приводит к неупругому эффекту, вследствие чего сильно уменьшается модуль сдвига. Поэтому модуль сдвига  $G$  становится экспоненциально зависимым от концентрации  $s$  замороженных дефектов межзельного типа, т. е.

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

где  $\mu$  — модуль сдвига материнского кристалла, безразмерный параметр  $\alpha \approx 1$  связан с полем деформации дефекта, а безразмерная сдвиговая восприимчивость  $\beta$ , определяемая ангармонизмом межатомного взаимодействия, равна 15–20. При этом энтальпия образования дефектов межзельного типа также контролируется модулем сдвига,

$$H = \alpha\Omega G,$$

где  $\alpha$  — та же определенная выше величина, а  $\Omega$  — объем, приходящийся на атом. Эти два простых уравнения составляют основу МТ и ведут к интересным и важным выводам. Во-первых, концентрацию межзельных дефектов можно контролировать путем прецизионных измерений модуля сдвига. Во-вторых, любая релаксация модуля сдвига вследствие изменения концентрации дефектов приводит к изменению энтальпии их образования. Следовательно, любые изменения энтальпии, происходящие при термообработке аморфного сплава, также контролируются модулем сдвига. Это, в свою очередь, означает, что выделение и поглощение тепла при термоактивируемой структурной релаксации неразрывно связаны с макроскопическим модулем сдвига [12].

Основанный на МТ подход является эффективным инструментом для понимания и прогнозирования различных релаксационных явлений в МС и однозначно показывает связь между МС и их кристаллическими аналогами [12, 18]. В частности, он дает 1) количественное объяснение изменений плотности, происходящих при структурной релаксации и кристаллизации МС [19]; 2) физическую интерпретацию того факта, что полное тепловыделение при структурной релаксации и кристаллизации приблизительно равно теплоглощению при плавлении [20]; 3) хорошее описание высоты бозонного пика избыточной теплоемкости стекла [12].

В недавней работе [21] было показано, что изменение модуля сдвига при структурной релаксации МС может быть рассчитано в рамках МТ с использованием данных дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) в соответствии с уравнением

$$G(T) = \frac{G^{rt}}{\mu^{rt}} \mu(T) - \frac{\rho\beta}{\dot{T}} \int_{T_r}^{T_{cr}} W(T) dT, \quad (1)$$

где  $G^{rt}$  и  $\mu^{rt}$  — модули сдвига соответственно стекла и кристалла при комнатной температуре,  $\mu(T)$  — температурная зависимость модуля сдвига кристаллического состояния,  $\dot{T}$  — скорость нагрева,  $\rho$  —

**Таблица.** Параметры исследуемых МС: плотность  $\rho$ , модули сдвига при комнатной температуре в исходном состоянии  $G_{init}^{rt}$ , после релаксации  $G_{rel}^{rt}$  и после полной кристаллизации  $\mu^{rt}$ , сдвиговая восприимчивость  $\beta$

Химический состав стекла, ат. %	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$G_{init}^{rt}$ , ГПа	$G_{rel}^{rt}$ , ГПа	$\mu^{rt}$ , ГПа	$\beta$
Zr <sub>47.5</sub> Cu <sub>47.5</sub> Al <sub>5</sub>	7.130 [6]	32.40 [6]	—	45.80	17.9 [28]
Zr <sub>46</sub> Cu <sub>45</sub> Al <sub>7</sub> Ti <sub>2</sub>	7.020 [6]	33.61 [6]	—	48.00	21.1 [28]
Zr <sub>65</sub> Cu <sub>15</sub> Ni <sub>10</sub> Al <sub>10</sub>	6.271 [6]	30.30 [6]	—	50.69	19.3 [28]
Zr <sub>47</sub> Cu <sub>45</sub> Al <sub>7</sub> Fe <sub>1</sub>	7.000 [6]	33.75 [6]	—	42.10	19.4 [28]
Pd <sub>40</sub> Ni <sub>40</sub> P <sub>20</sub>	9.405 [22]	38.60 [6]	41.00	57.30	20.5 [28]
Pd <sub>43.2</sub> Cu <sub>28</sub> Ni <sub>8.8</sub> P <sub>20</sub>	9.380 [23]	34.50 [24]	35.90	40.40	13.2 [28]
Cu <sub>49</sub> Hf <sub>42</sub> Al <sub>9</sub>	10.90 [25]	43.60 [25]	44.80	53.97	21.4 [29]
Zr <sub>46</sub> (Cu <sub>0.8</sub> Ag <sub>0.2</sub> ) <sub>46</sub> Al <sub>8</sub>	7.177 [26]	33.80 [27]	35.30	44.80	18.3 [28]

плотность,  $W(T)$  — тепловой поток (измеренный методом ДСК),  $T_r$  — комнатная температура и  $T_{cr}$  — температура полной кристаллизации. Представляет интерес проверить работоспособность метода для прогнозирования температурной зависимости модуля сдвига при кристаллизации МС.

### 3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

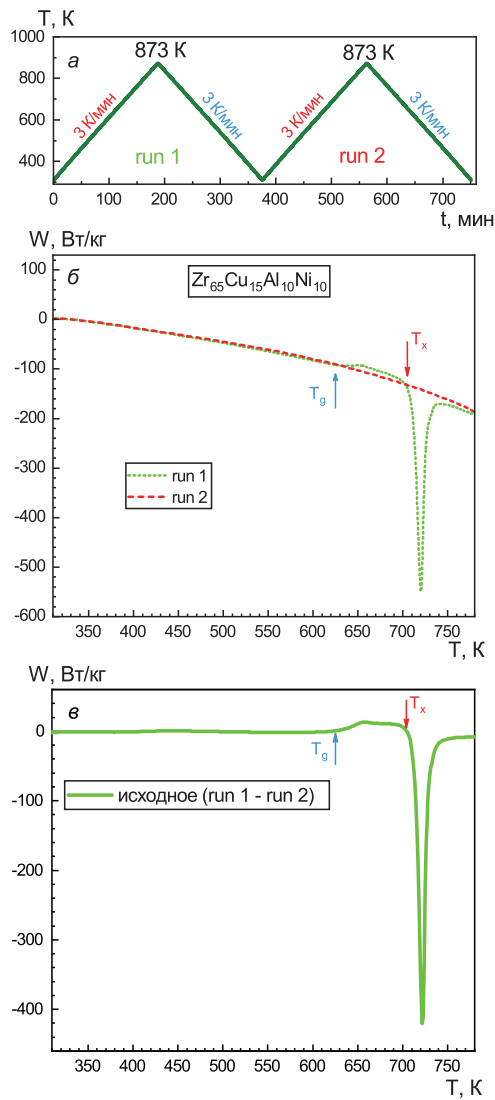
Для исследования были выбраны 8 объемных МС (см. таблицу), полученных методом реактивной закалки расплава (МС на основе Pd) и методом вакуумного всасывания (МС на основе Cu и Zr). Измерения методом ДСК были выполнены с помощью прибора Hitachi DSC 7020 в атмосфере азота особой чистоты (99.999 %). Максимальная погрешность определения теплового потока не превышала 3.5 %. Определение температурных зависимостей высокочастотного модуля сдвига проводилось методом ЭМАП (см., например, работы [7–10]) на образцах  $5 \times 5 \times 2$  мм<sup>3</sup>, колеблющихся поперечно на резонансных частотах  $f = 500\text{--}700$  кГц. Значения модулей сдвига при комнатной температуре,  $G_{init}^{rt}$ , взяты из работ [6, 24, 25, 27] и перечислены в таблице. Относительная ошибка определения изменений модуля сдвига составляла около 5 ppm при температурах ниже калориметрической температуры стеклования и около 100 ppm выше температуры стеклования. Измерения  $G$  проводились в вакууме около 0.01 Па. Скорости нагрева и охлаждения при измерениях модуля сдвига и теплового потока составляли 3 К/мин.

Объемные МС Zr<sub>65</sub>Cu<sub>15</sub>Al<sub>10</sub>Ni<sub>10</sub>, Zr<sub>47.5</sub>Cu<sub>47.5</sub>Al<sub>5</sub>, Zr<sub>46</sub>Cu<sub>45</sub>Al<sub>7</sub>Ti<sub>2</sub> и Zr<sub>47</sub>Cu<sub>45</sub>Al<sub>7</sub>Fe<sub>1</sub> исследовались в исходном состоянии. Другие четыре МС, Cu<sub>49</sub>Hf<sub>42</sub>Al<sub>9</sub>, Zr<sub>46</sub>(Cu<sub>0.8</sub>Ag<sub>0.2</sub>)<sub>46</sub>Al<sub>8</sub>, Pd<sub>40</sub>Ni<sub>40</sub>P<sub>20</sub>

и Pd<sub>43.2</sub>Cu<sub>28</sub>Ni<sub>8.8</sub>P<sub>20</sub>, изучались в релаксированном состоянии, подготовленном путем нагрева образца со скоростью 3 К/мин выше температуры стеклования и последующего охлаждения с той же скоростью до комнатной температуры. Все образцы МС нагревались на 70–100 К выше температуры начала кристаллизации  $T_x$  (до температур 780–870 К), что во всех случаях приводило к полной кристаллизации. Второе измерение для всех стекол проводилось на том же самом образце с целью измерения температурной зависимости модуля сдвига  $\mu(T)$  образца в кристаллическом состоянии.

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

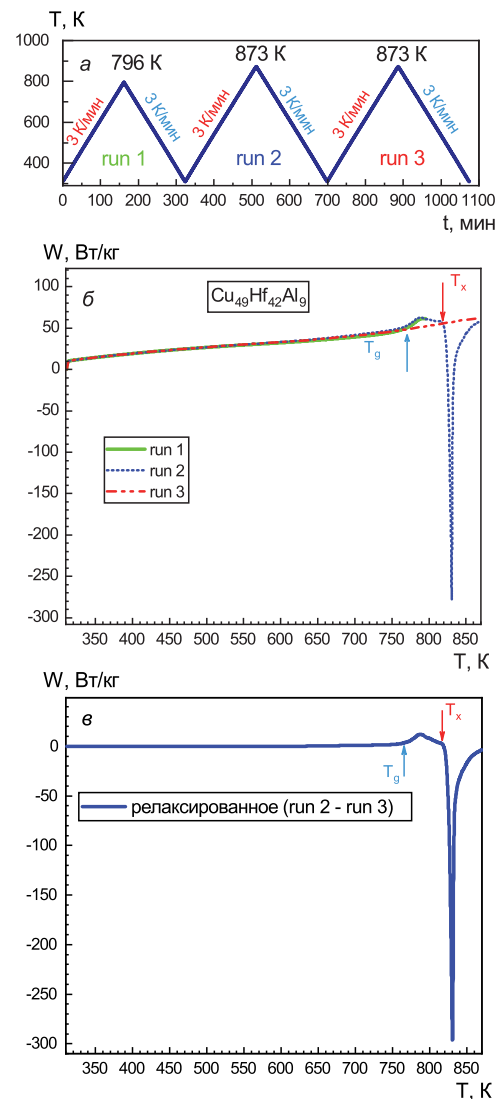
На рис. 1 приведен пример результатов ДСК для исходного стекла Zr<sub>65</sub>Cu<sub>15</sub>Al<sub>10</sub>Ni<sub>10</sub>. На рис. 1б показаны результаты измерений теплового потока, выполненных на одном и том же образце массивного МС Zr<sub>65</sub>Cu<sub>15</sub>Al<sub>10</sub>Ni<sub>10</sub> в исходном состоянии до 873 К (полная кристаллизация), обозначенном как run 1, и в полностью кристаллизованном образце, обозначенном как run 2. Соответствующий протокол термообработки этого стекла представлен на рис. 1а. Видно, что при первом нагреве (run 1) наблюдаются 1) тепловыделение при структурной релаксации ниже температуры стеклования  $T_g \approx 626$  К (показана стрелкой), 2) поглощение тепла в состоянии переохлажденной жидкости выше  $T_g$  и 3) большой пик тепловыделения при кристаллизации, который начинается при  $T_x \approx 704$  К (показано стрелкой). Второй нагрев (run 2) демонстрирует термограмму ДСК полностью кристаллизованного образца, полученного в результате нагревания до 870 К. Видно, что температурная зависимость теплового потока



**Рис. 1.** (В цвете онлайн) Протокол термообработки объемного МС  $Zr_{65}Cu_{15}Al_{10}Ni_{10}$  (а), экспериментальные данные ДСК (б) для МС в исходном состоянии (run 1) и после полной кристаллизации (run 2), а также термограмма ДСК (в) исходного образца без вклада кристалла (run 1–run 2)

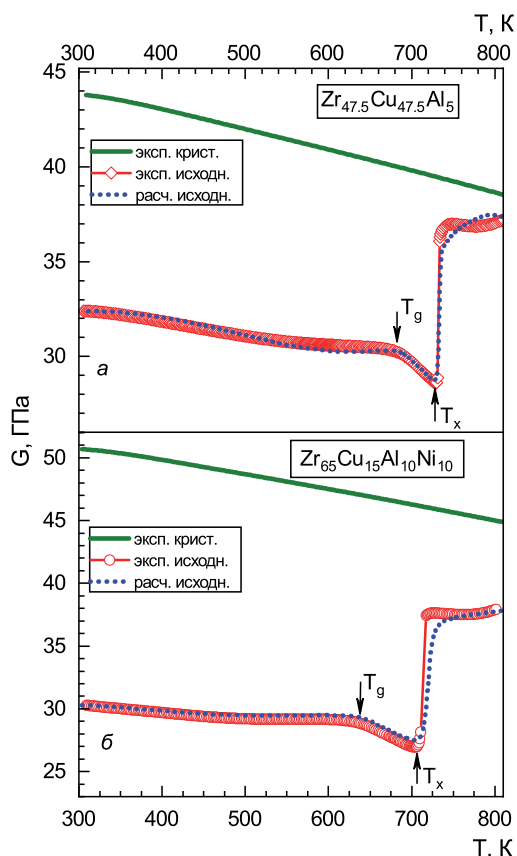
для кристалла представляет собой монотонно убывающую функцию без каких-либо аномалий.

На рис. 2 приведен пример результатов ДСК для релаксированного стекла  $Cu_{49}Hf_{42}Al_9$ . На рис. 2б показаны кривые ДСК для стекла в исходном состоянии (run 1) при нагревании до 796 К (в область переохлажденной жидкости), в релаксированном (run 2) состоянии (полученном путем медленного охлаждения образца до комнатной температуры) при нагревании до 873 К (полная кристаллизация) и в полностью кристаллизованном состоянии (run 3). Соответствующий протокол термообработки представ-



**Рис. 2.** (В цвете онлайн) Протокол термообработки (а) объемного МС  $Cu_{49}Hf_{42}Al_9$ , термограммы ДСК (б) в исходном (run 1), релаксированном (run 2) состояниях и после полной кристаллизации (run 3), а также термограмма ДСК (в) релаксированного образца без вклада кристалла (run 2–run 3)

лен на рис. 2а. Run 1 демонстрирует тепловыделение при структурной релаксации ниже  $T_g \approx 765$  К (показано стрелкой) и поглощение тепла в состоянии переохлажденной жидкости выше  $T_g$ . При втором нагреве (run 2) экзотерм ниже  $T_g$ , характерный для структурной релаксации, уже не наблюдается, в то время как эндотерм при  $T_g$  остается почти неизменным. Далее наблюдается большой пик тепловыделения при кристаллизации, начинающейся вблизи  $T_x \approx 815$  К (показано стрелкой). Термограмма ДСК образца в кристаллическом состоянии



**Рис. 3.** (В цвете онлайн) Температурные зависимости модулей сдвига  $G_{init}$  (экспериментальные и вычисленные с помощью уравнения (1)) и  $\mu$  (зеленые линии) МС  $Zr_{47.5}Cu_{47.5}Al_5$  (а) и  $Zr_{65}Cu_{15}Al_{10}Ni_{10}$  (б) в исходном состоянии и после кристаллизации

(рис 3) не имеет каких-либо особенностей. ДСК-измерения для других исследуемых МС показывают аналогичные закономерности и здесь не приводятся.

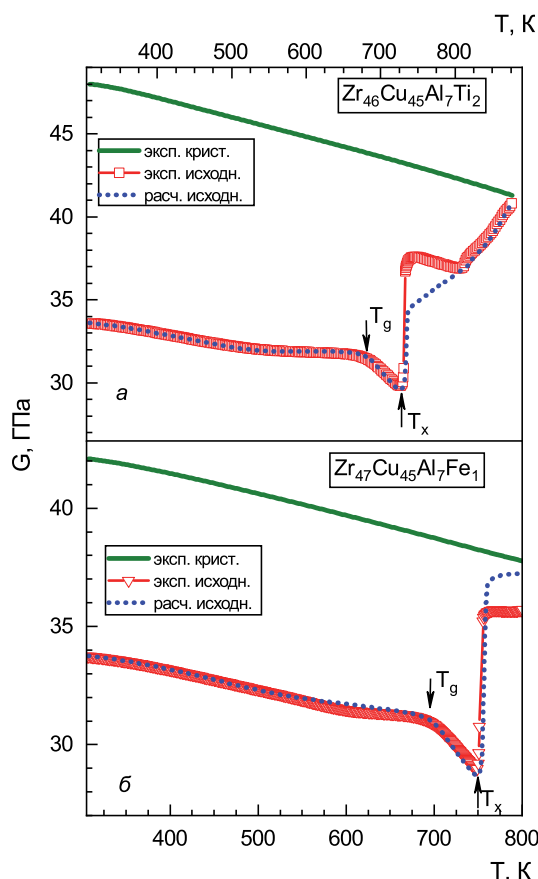
Тепловые потоки, поглощаемые или выделяемые исходным и релаксированным МС без вклада кристаллического состояния, рассчитывались соответственно как

$$W_{init}(T) = W_{run1}(T) - W_{run2}(T),$$

$$W_{rel}(T) = W_{run2}(T) - W_{run3}(T).$$

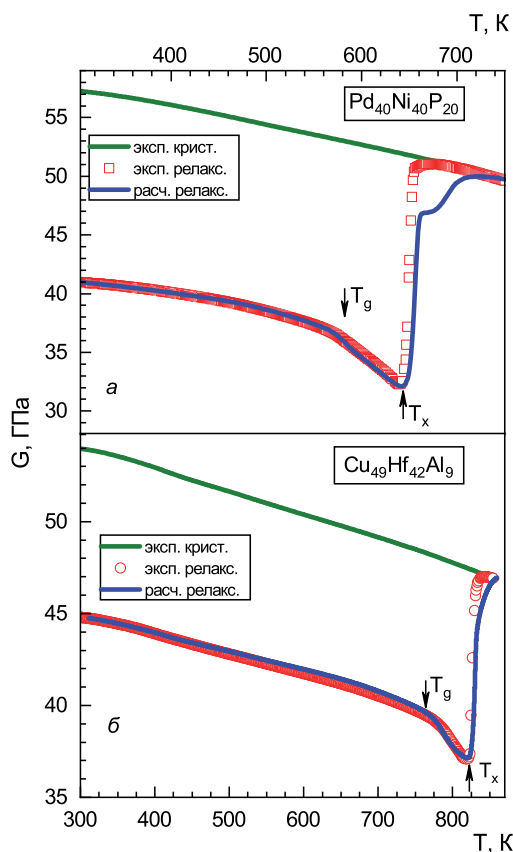
Эти величины также представлены на рис. 1в и 2в и использовались для расчета температурных зависимостей модуля сдвига при кристаллизации с использованием уравнения (1).

Красные символы на рис. 3–6 показывают температурные зависимости модуля сдвига МС в исходном (рис. 3, 4) и релаксированном (рис. 5, 6) состояниях. Сплошные зеленые линии на обоих рисунках



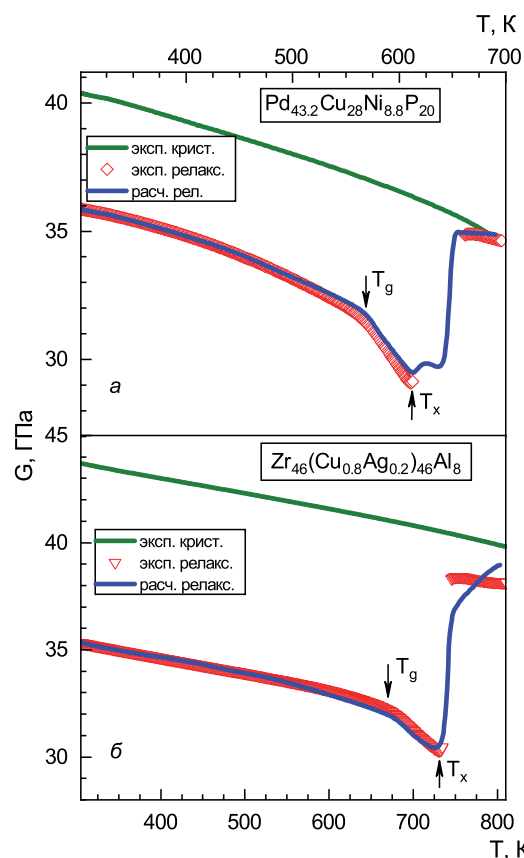
**Рис. 4.** То же, что на рис. 3, но для МС  $Zr_{46}Cu_{45}Al_7Ti_2$  (а) и  $Zr_{47}Cu_{45}Al_7Fe_1$  (б)

соответствуют температурным зависимостям модуля сдвига  $\mu$  полностью кристаллизованных образцов. Все измерения  $G(T)$  и  $\mu(T)$  проводились с той же термической обработкой, что и при калориметрических испытаниях (см. рис. 1, 2). На рис. 3–6 показаны типичные для объемных МС температурные зависимости нерелаксированного модуля сдвига (см. например, работы [8, 18, 21, 30]): 1) почти линейное уменьшение,  $G$ , обусловленное ангармонизмом межатомного взаимодействия, при  $T < T_g$  с ростом  $G$  при структурной релаксации и увеличением наклона  $|dG/dT|$  примерно в 5 раз при  $T > T_g$  в исходном образце (эксп. исходн.); 2) почти линейное убывание  $G$  ниже калориметрической температуры стеклования  $T_g$  с ростом наклона  $|dG/dT|$  в релаксированном образце при  $T > T_g$  (эксп. релакс.); 3) быстрое увеличение  $G$  на 20–60 % выше температуры начала кристаллизации  $T_x$  (значения различаются для стекол разного химического состава) и 4) линейное снижение  $\mu$  с температурой в полностью кристаллизованном образце (эксп. крист.).



**Рис. 5.** (В цвете онлайн) Температурные зависимости модулей сдвига  $G_{rel}$  (экспериментальные и вычисленные с помощью уравнения (1)) и  $\mu$  (зеленые линии) МС  $Pd_{40}Ni_{40}P_{20}$  (а) и  $Cu_{49}Hf_{42}Al_9$  (б) в релаксированном состоянии и после кристаллизации

Рисунки 3–6 также демонстрируют вычисленные с помощью уравнения (1) на основе калориметрических данных температурные зависимости модуля сдвига для указанных МС. Параметры, взятые для расчета, перечислены в таблице. Результаты прогнозирования показаны синими пунктирными линиями для исходного (расч. исходн. на рис. 3, 4) и синими сплошными линиями для релаксированного (расч. релакс. на рис. 5, 6) состояний. Видно, что расчет правильно воспроизводит все особенности экспериментальных данных  $G(T)$ , упомянутые выше. Максимальные отклонения расчета от экспериментальных данных составляют 7–10% для различных исследуемых стекол. Эти отклонения наблюдаются при температурах  $T > T_x$  (при резком скачке модуля сдвига, вызванном кристаллизацией) и могут быть объяснены: 1) изменением объема, происходящим при кристаллизации стекла [8, 31]; 2) потенциальным наличием температурной зависимости сдвиговой восприимчивости  $\beta$  при кри-



**Рис. 6.** (В цвете онлайн) То же, что на рис. 5, но для МС  $Pd_{43.2}Cu_{28}Ni_{8.8}P_{20}$  (а) и  $Zr_{46}(Cu_{0.8}Ag_{0.2})_{46}Al_8$  (б)

сталлизации; 3) искажением результатов измерений температуры, связанным с большим тепловыделением при кристаллизации, а также 4) возможным ускорением кристаллизации при воздействии ультразвука [32]. Ниже температуры начала кристаллизации  $T_x$  соответствие между расчетными и экспериментальными кривыми значительно лучше, и отклонение не превышает 1%. Таким образом, уравнение (1) дает хорошее описание экспериментальной кинетики модуля сдвига при кристаллизации МС в исходном и релаксированном состояниях на основе калориметрических данных.

Уравнение (1) можно записать в дифференциальной форме:

$$\rho\beta dU = \frac{G_{rt}}{\mu_{rt}} d\mu - dG, \quad (2)$$

так как при относительно небольшом вкладе изменений объема (менее 10%) в энтальпию  $H$  стекла [31] тепловой поток можно принять равным  $W \approx dU/dt$ , где  $U$  — внутренняя энергия.

В результате интегрирования уравнения (2) по замкнутой траектории  $T_r \rightarrow T_{cr} \rightarrow T_r$  (где  $T_{cr}$  — температура полной кристаллизации) получим выражение для избыточной внутренней энергии стекла по отношению к кристаллическому состоянию:

$$\Delta U = \frac{1}{\rho\beta}(\mu - G). \quad (3)$$

Это выражение показывает, что избыточная внутренняя энергия  $\Delta U$  определяется разницей модулей сдвига стекла и кристалла и становится равной нулю при  $G = \mu$ . Это, в свою очередь, означает, что  $\Delta U$  МС в основном определяется упругой энергией дефектов, аналогичных по своим свойствам межзельным гантелям в кристаллах и замороженных в структуру стекла при его изготовлении. При кристаллизации МС эта энергия  $\Delta U$  выделяется в виде тепла, что подтверждает основные выводы, полученные ранее [30].

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что высокочастотный модуль сдвига металлических переохлажденных жидкостей на основе Zr, Cu и Pd при кристаллизации может быть предсказан с точностью 7–10 % по формуле (1). Для этого необходимо определить тепловой поток  $W(T)$  с помощью дифференциальной сканирующей калориметрии, модуль сдвига  $\mu^{rt}$  материнского кристалла при комнатной температуре, его температурную зависимость  $\mu(T)$ , а также величину модуля сдвига при комнатной температуре для исходного  $G_{init}^{rt}$  или релаксированного  $G_{rel}^{rt}$  стекла.

Уравнение (1) предполагает, что нагрев приводит к релаксации системы замороженных при изготовлении стекла дефектов, аналогичных межзельным гантелям в кристаллах, что в конечном счете ведет к полной кристаллизации. Упругая энергия этой системы дефектов определяет избыточную внутреннюю энергию стекла по отношению к материнскому кристаллу. Свойства стекла и материнского кристалла, таким образом, взаимосвязаны.

*Статья посвящена Ю. П. Митрофанову, который внес существенный вклад в эту работу, но рано ушел из жизни.*

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

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Немилов, ЖФХ **42**, 1391 (1968) [Russ. J. Phys. Chem. **42**, 726 (1968)].
2. J. C. Dyre, N. B. Olsen, and T. Christensen, Phys. Rev. B **53**, 2171 (1996).
3. J. C. Dyre, Rev. Mod. Phys. **78**, 953 (2006).
4. W. L. Johnson and K. Samwer, Phys. Rev. Lett. **95**, 195501 (2005).
5. J. S. Harmon, M. D. Demetriou, W. L. Johnson, and K. Samwer, Phys. Rev. Lett. **99**, 135502 (2007).
6. W. H. Wang, Prog. Mater. Sci. **57**, 487 (2012).
7. А. Н. Васильев, Ю. П. Гайдуков, УФН **141**, 431 (1983).
8. Y. P. Mitrofanov, D. P. Wang, A. S. Makarov et al., Sci. Rep. **6**, 23026 (2016).
9. Г. В. Афонин, Ю. П. Митрофанов, Н. П. Кобелев, В. А. Хоник, ЖЭТФ **158**, 664 (2020).
10. А. С. Макаров, Е. В. Гончарова, Ц. Ч. Цзiao и др., ЖЭТФ **160**, 213 (2021).
11. А. С. Макаров, Е. В. Гончарова, Г. В. Афонин и др., Письма в ЖЭТФ **111**, 691 (2020).
12. V. Khonik and N. Kobelev, Metals **9**, 605 (2019).
13. A. Makarov, G. Afonin, Y. Mitrofanov et al., Metals **10**, 417 (2020).
14. A. V. Granato, Phys. Rev. Lett. **68**, 974 (1992).
15. A. V. Granato, Eur. J. Phys. B **87**, 18 (2014).
16. E. V. Safonova, Yu. P. Mitrofanov, R. A. Konchakov et al., J. Phys.: Condens. Matter **28**, 215401 (2016).
17. K. Nordlund, Y. Ashkenazy, R. S. Averback, and A. V. Granato, Europhys. Lett. **71**, 625 (2005).
18. V. A. Khonik, Chin. Phys. B **26**, 016401 (2017).
19. E. V. Goncharova, R. A. Konchakov, A. S. Makarov et al., J. Non-Cryst. Sol. **471**, 396 (2017).
20. G. V. Afonin, Yu. P. Mitrofanov, N. P. Kobelev et al., Scr. Mater. **166**, 6 (2019).
21. A. S. Makarov, Yu. P. Mitrofanov, G. V. Afonin et al., Scr. Mater. **168**, 10(2019).
22. E. F. Lambson, W. A. Lambson, J. E. Macdonald et al., Phys. Rev. B **33**, 2380 (1986).
23. I. R. Lu, G. P. Görler, and R. Willnecker, Appl. Phys. Lett. **80**, 4534 (2002).

24. L. Y. Watanabe, S. N. Roberts, N. Baca et al., *Mater. Sci Eng. C* **33**, 4021 (2013).
25. Z.-D. Zhu, E. Ma, and J. Xu, *Intermet.* **46**, 164 (2014).
26. G. V. Afonin, S. V. Khonik, R. A. Konchakov et al., *Intermet.* **19**, 1298 (2011).
27. Q. K. Jiang, X. D. Wang, X. P. Nie et al., *Act. Mater.* **56**, 1785 (2008).
28. G. V. Afonin, Yu. P. Mitrofanov, A. S. Makarov et al., *J. Non-Cryst. Sol.* **475**, 48 (2017).
29. A. S. Makarov, G. V. Afonin, R. A. Konchakov et al., *J. Non-Cryst. Sol.* **558**, 120672 (2021).
30. G. V. Afonin, Yu. P. Mitrofanov, A. S. Makarov et al., *Acta Mater.* **115**, 204 (2016).
31. N. P. Kobelev and V. A. Khonik, *J. Non-Cryst. Sol.* **427**, 184 (2015).
32. T. Ichitsubo, E. Matsubara, T. Yamamoto et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 245501 (2005).