

Кинетика структурной релаксации и закономерности пластического течения металлических стекол

© А.Ю. Виноградов^{*,****}, К. Китагава^{***}, В.А. Хоник^{*,***}

^{*}Воронежский государственный педагогический университет,
394043 Воронеж, Россия

^{**}Тольяттинский политехнический институт,
445667 Тольятти, Россия

^{***}Университет Каназава,
920-8667 Каназава, Япония

^{****}Университет Осака Сити,
855-8585 Осака, Япония

E-mail: khonik@kanazawa-u.az.jp

(Поступила в Редакцию 19 марта 1999 г.
В окончательной редакции 25 мая 1999 г.)

На основе расчета скорости структурной релаксации и экспериментального акустоэмиссионного определения температуры перехода локализованное \rightarrow однородное течение аргументируется утверждение о том, что тип пластической деформации металлических стекол однозначно определяется кинетикой структурной релаксации. В случае кинетически заторможенной структурной релаксации, характерной для испытаний исходных образцов при температурах $T < 380-420$ К, реализуется локализованная дислокационно-подобная деформация. При более высоких температурах теряется "память" тепловой предыстории (старения при комнатной температуре), скорость структурной релаксации резко возрастает и пластическое течение становится однородным вязкопластическим.

Известно, что, в зависимости от условий эксперимента металлические стекла (МС) проявляют либо "гетерогенное" пластическое течение, локализующееся в полосах сдвига, либо "гомогенное" (однородное) течение, происходящее без каких-либо следов локализации деформации [1,2]. Первоначально предполагалось [3,4], что смена типа течения происходит вблизи $T_g - (100-150)$ К, где T_g — температура стеклования. Другая точка зрения состоит в том, что тип течения контролируется гомологической температурой испытания T_h : при $T_h \leq (0.65-0.70)T_g$ течение является локализованным, тогда как при более высоких температурах возникает однородное течение [5,6]. Эта точка зрения получила широкое распространение, несмотря на отсутствие прямых экспериментальных подтверждений.

Металлические стекла являются сильно неравновесными структурами, что вызывает самопроизвольное протекание процессов структурной релаксации (СР). В 90-х годах стали накапливаться экспериментальные факты, указывающие на то, что микромеханизмы однородного и локализованного течений контролируются не абсолютной или гомологической температурой, а кинетикой структурной релаксации при испытании. Так, изучение возврата формы слабдеформированных МС показало, что различные типы пластической деформации (гетерогенная или гомогенная) вызывают существенно различные поля внутренних напряжений [7]. При этом было установлено, что тип деформации зависит от предварительной термообработки, а не от гомологической температуры [7,8]. В свою очередь тепловая предыстория определяет скорость СР при испытании. Было высказано предположение о том, что в условиях кинетически

заторможенной СР пластическая деформация является локализованной и реализуется по дислокационно-подобному механизму, тогда как в условиях интенсивной СР пластическое течение является однородным и вязким [9-11].

Металлические стекла изготавливают закалкой на комнатную температуру. В результате хранения до начала испытаний скорость СР сильно уменьшается, так что последующая деформация при этой температуре происходит в условиях кинетически заторможенной СР. Цель настоящей работы заключается в том, чтобы посредством расчета вязкости и кинетики СР на примере конкретных стекол показать, что в результате нагрева выше комнатной температуры память тепловой предыстории (хранения при комнатной температуре) теряется вблизи $T = 400$ К, приводя к резкому увеличению скорости СР. В соответствии с вышеизложенным пластическое течение в таких условиях (т.е. в условиях интенсивной СР) должно становиться однородным. Проведенные измерения акустической эмиссии *in situ* подтвердили, что тип течения действительно меняется вблизи $T = 400$ К.

1. Кинетика структурной релаксации в условиях сложной тепловой предыстории

Анализ многочисленных экспериментов по измерению свойств МС в результате СР свидетельствует о том, что кинетика релаксации может быть описана дифференциальным уравнением первого порядка (см., например, [11-13]). Пусть $N(E, T, t)dE$ — объемная плотность

”центров релаксации”, активирующихся при температуре T в момент времени t с энергиями активации $[E, E+dE]$. Тогда кинетика изменения N после выдержки при температуре T_R в течение времени t_R описывается простым уравнением [13]

$$N_R = N_0(E) \exp(-\nu t_R \exp(-E/kT_R)), \quad (1)$$

где ν — частота попыток преодоления активационного барьера, k — постоянная Больцмана, $N_0(E)$ — исходный энергетический спектр необратимой структурной релаксации, формирующийся при изготовлении стекла. Подчеркнем, что уравнение (1) предполагает необратимое уменьшение N со временем.

Пусть далее МС после отжига при температуре T_R в течение времени t_R нагревается с постоянной скоростью \dot{T} до температуры $T = T_R + \dot{T}t$, где t — время нагрева. Записывая соответствующее дифференциальное уравнение релаксации и интегрируя его, можно рассчитать спектральную плотность центров релаксации к моменту окончания нагрева

$$\begin{aligned} N_T &= N_R \exp\left(-\nu \int_0^t \exp\left(-\frac{E}{k(T_R + \dot{T}t')}\right) dt'\right) \\ &= N_R \exp(-\nu I), \end{aligned} \quad (2)$$

где N_R определяется уравнением (1), а интеграл I равен

$$I = \frac{k}{E\dot{T}} \left[T^2 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) - T_R^2 \exp\left(-\frac{E}{kT_R}\right) \right]. \quad (3)$$

Наконец, пусть после окончания линейного нагрева МС отжигается при температуре T в течение времени τ . Тогда объемная спектральная плотность центров релаксации становится равной

$$N_\tau = N_T \exp\left(-\nu \tau \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)\right), \quad (4)$$

где N_T определяется уравнением (2). Скорость СР после такой термообработки можно определить интегрированием по всему энергетическому спектру

$$\begin{aligned} S(T) &= \int_0^{E_m} \left(-\frac{\partial N_\tau}{\partial \tau}\right) dE = \nu \int_0^{E_m} N_0(E) \\ &\times \exp\left(-\nu t_R e^{-\frac{E}{kT_R}} - \nu I(E, T) - \nu \tau e^{-\frac{E}{kT}} - \frac{E}{kT}\right) dE, \end{aligned} \quad (5)$$

где E_m — верхняя граница энергетического спектра СР, а $I(E, T)$ дается уравнением (3).

При наличии внешней нагрузки необратимая СР вызывает однородную макроскопическую пластическую деформацию [11,13,14]. Кинетика накопления деформации в данных экспериментальных условиях определяется энергетическим спектром $N_0(E)$, объемом Ω , в котором

реализуется элементарный акт СР, и степень ориентирующего влияния внешнего напряжения на этот акт, характеризуемой некоторым параметром C (подробности см. в работах [11,13,14]). При этом оказывается, что посредством анализа экспериментальной кинетики однородной пластической деформации можно восстановить не сам энергетический спектр СР конкретного МС, а лишь произведение $N_0\Omega C$ [15,16]. Соответственно рассчитать численно скорость СР по формуле (5) не представляется возможным. Можно, однако рассчитать относительную скорость СР, измеряя ее в единицах скорости СР гипотетического ”свежезакаленного” стекла, время хранения которого при комнатной температуре равно нулю. Тогда относительная скорость СР равна

$$R(T) = S(T)/S_0(T), \quad (6)$$

где $S_0(T)$ определяется формулой (5) при $t_R = 0$. При этом в формулы (5) и (6) вместо $N_0(E)$ можно подставлять зависимость $N_0(E)\Omega C = f(E)$, определяемую экспериментально.

Рассчитаем также температурную зависимость сдвиговой ньютоновской вязкости η стекла после вышеуказанной термообработки. По определению $\eta = \sigma/\dot{\epsilon}$, где σ — приложенное сдвиговое напряжение, $\dot{\epsilon}$ — вызванная им скорость сдвиговой деформации. В рамках представлений [11,13,14] скорость сдвиговой деформации можно представить в виде

$$\dot{\epsilon}(T) = \sigma \Omega C \int_0^{E_m} \left(-\frac{\partial N}{\partial \tau}\right) dE = \sigma \Omega C S(T). \quad (7)$$

Тогда сдвиговая вязкость равна

$$\begin{aligned} \eta(T) &= \left(\nu \int_0^{E_m} f(E) \exp\left(-\nu t_R e^{-\frac{E}{kT_R}} \right. \right. \\ &\left. \left. - \nu I(E, T) - \nu \tau e^{-\frac{E}{kT}} - \frac{E}{kT}\right) dE \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (8)$$

Формулы (6) и (8) были использованы для численных расчетов. В расчетах скорость нагрева принималась равной 10 K/min, частота попыток — 10^{13} s^{-1} , функция $f(E)$ для МС $\text{Co}_{57}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{17}$ (применявшегося в дальнейшем для измерений акустической эмиссии, см. далее) была определена ранее посредством анализа кинетики неизотермической ползучести (см. [8,16]): $f(E) = 3.07 \cdot 10^{-13} \exp(3.27 \cdot E[\text{eV}])[\text{m}^2\text{eV}^{-1}\text{N}^{-1}]$.

Результаты расчета температурной зависимости относительной скорости СР по формуле (6) показаны на рис. 1 для типичных времен t_R хранения при комнатной температуре ($0.25 \text{ year} \leq t_R \leq 2 \text{ years}$) и различных времен τ ($5 \text{ min} \leq \tau \leq 500 \text{ min}$) последующего отжига при температуре T . Верхняя граница спектра E_m выбиралась равной 2.5 eV, что примерно соответствует энергии активации кристаллизации. Видно, что в результате

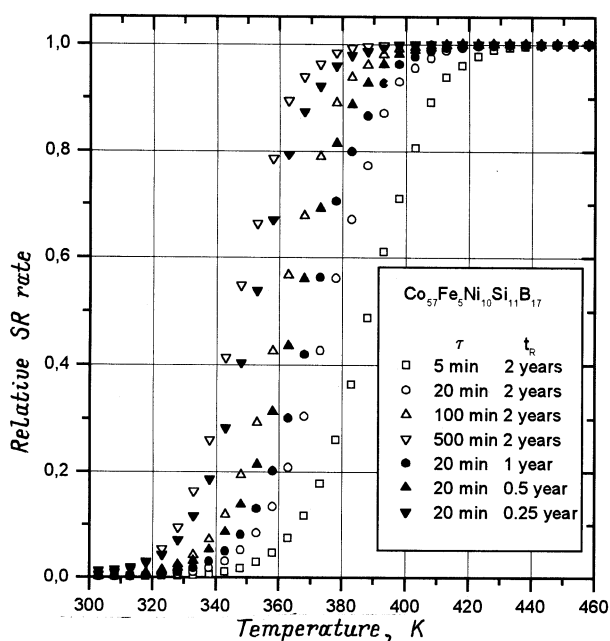


Рис. 1. Температурные зависимости относительной скорости структурной релаксации МС $\text{Co}_{57}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{17}$ в зависимости от времени хранения t_R при комнатной температуре и времени выдержки τ при температуре T . Частота попыток $\nu = 10^{13} \text{ s}^{-1}$.

нагрева до 380–420 К и относительная скорость становится равной единице (т.е. сравнивается со скоростью СР "свежезакаленного" стекла). Это означает потерю стеклом "памяти" тепловой предыстории. Подчеркнем, что полученный результат практически не зависит как от времен t_R и τ (см. рис. 1), так и от выбора значений частоты попыток и скорости нагрева до температуры T (тестировались значения $10^{12} \leq \nu \leq 10^{14} \text{ s}^{-1}$ и $0.1 \leq \dot{T} \leq 100 \text{ K/min}$).

Аналогичный вывод можно получить посредством расчета температурной зависимости ньютоновской вязкости по формуле (8). Соответствующие результаты показаны на рис. 2 для случая $\tau = 20 \text{ min}$ и различных времен старения при комнатной температуре. Видно, что в результате нагрева на 70–80 К выше комнатной температуры вязкость уменьшается примерно на 4 порядка. Вблизи $T \approx 380 \text{ K}$ скорость снижения вязкости с температурой уменьшается в несколько раз. Очевидно, что резкое снижение вязкости в интервале $300 < T < 380 \text{ K}$ связано с наличием "памяти" длительного хранения при комнатной температуре, тогда как при $T > 380\text{--}400 \text{ K}$ эта "память" отсутствует. Увеличение времени выдержки τ повышает абсолютные значения вязкости (пропорционально τ), но характер зависимости $\eta(T)$ при этом не меняется: "память" тепловой предыстории теряется вблизи $T \approx 380\text{--}400 \text{ K}$.

Подчеркнем также, что температура потери тепловой "памяти" определяется главным образом предварительной термообработкой и спецификой закона релаксации (4), а не спектром энергий активации конкретного

МС. Для апробации этого утверждения проводились вышеописанные вычисления для случая МС $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$, спектр энергий активации которого был определен по кинетике неизотермической ползучести с использованием упоминавшейся методики [16]. При этом для относительной скорости релаксации были получены результаты, практически полностью совпадающие с показанными на рис. 1. Результаты расчета температурной зависимости вязкости показаны на рис. 2. Как видно, абсолютные значения вязкости МС $\text{Co}_{57}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{17}$ и $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$ отличаются в несколько раз, но характер зависимости $\eta(T)$ остается неизменным, и "память" предварительной термообработки исчезает после нагрева до $T \approx 380\text{--}400$.

В отсутствие "памяти" тепловой предыстории СР реализуется с максимальной скоростью, возможной для данного "свежезакаленного" стекла при данной температуре. Мы полагаем, что в этом случае пластическое течение МС при обычно используемых скоростях деформации ($\dot{\epsilon} \propto 10^{-5}\text{--}10^{-6} \text{ s}^{-1}$) является однородным вязкопластическим и реализуется по механизму направленной СР [11,13,14]. Если эта гипотеза верна, то переход от локализованного дислокационно-подобного течения к однородной вязкопластической деформации при повышении температуры должен реализоваться вблизи $T = 400 \text{ K}$. Проведенные измерения акустической эмиссии (АЭ) in situ на примере МС $\text{Co}_{57}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{17}$ подтвердили это предположение.

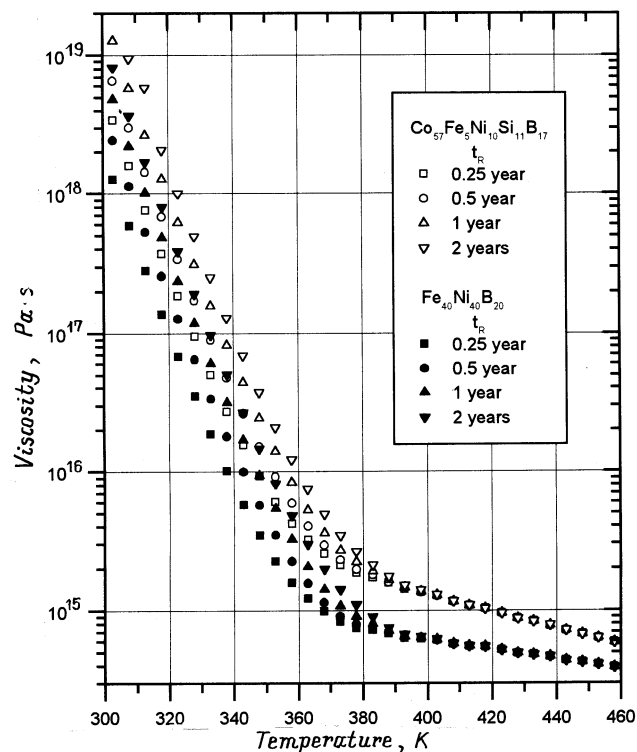


Рис. 2. Температурные зависимости ньютоновской вязкости МС $\text{Co}_{57}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{17}$ и $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$ в зависимости от времени хранения при комнатной температуре. Время изотермической выдержки $\tau = 20 \text{ min}$, частота попыток $\nu = 10^{13} \text{ s}^{-1}$.

Идея этих экспериментов достаточно проста. Известно, что локализованная пластическая деформация вызывает интенсивную, дискретную во времени АЭ [17–20]. Импульсы АЭ при этом распределены случайно во времени и неоднородно по длине образца [17–20] и весьма сходны с таковыми в кристаллических материалах, деформирующихся по дислокационному механизму. Согласно представлениям [11,13,14], однородное течение есть ни что иное, как структурная релаксация, ориентированная внешним напряжением. Сама СР при этом представляется как совокупность необратимых некоррелированных атомных перестроек в объемах порядка объема первой координационной сферы. Разумно предполагать тогда, что такие перестройки не приведут к измеримой АЭ, так как акустическое излучение предполагает коррелированное движение большого числа атомов [21]. В работе [8] показано, что действительно АЭ при деформации МС $\text{Co}_{57}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{17}$ полностью исчезает уже при температуре деформации $T = 473 \text{ K}$. Эта температура соответствует полностью гомогенному течению [7]. Таким образом, используя АЭ как индикатор, можно зафиксировать изменение типа течения при изменении температуры испытания.

2. Методика эксперимента

2.1. Образцы и механические испытания. Для исследований использовалось стекло $\text{Co}_{57}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{17}$, полученное стандартным методом одновалкового спиннингования в виде ленты толщиной $15 \mu\text{m}$ и шириной 14 mm . Лента хранилась при комнатной температуре в течение примерно двух лет до начала экспериментов. Просвечивающая электронная микроскопия (JEOL 2000EX) и рентгенография использовались для контроля некристалличности структуры до и после механических испытаний при различных температурах. Испытания проводились при двух существенно различных скоростях деформации, $(7.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ и $(7.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. Рабочая длина образцов была выбрана равной 120 mm .

Нагрев до требуемой температуры производился со скоростью 10 K/min . Время предварительной выдержки перед началом нагружения, τ , при температурах испытаний $T = 293, 313, 333, 353, 373, 393, 413, 433, 453$ и 473 K составляло 20 min . Температура стабилизировалась с точностью $\pm 2 \text{ K}$ в центре печи вблизи центральной части образца длиной 60 mm , как показано на рис. 3. Верхний и нижний концы образца находились вне печи для обеспечения рабочих условий функционирования закрепленных на них АЭ датчиков. Температуры испытаний были существенно ниже температуры начала кристаллизации, которая по данным дифференциальной сканирующей калориметрии (калориметр Rigaku-Denki DSC-8230) составила 830 K при скорости нагрева $\dot{T} = 10 \text{ K/min}$. Рентгеновская дифрактометрия и просвечивающая электронная микроскопия не выявили следов кристаллизации после испытаний.

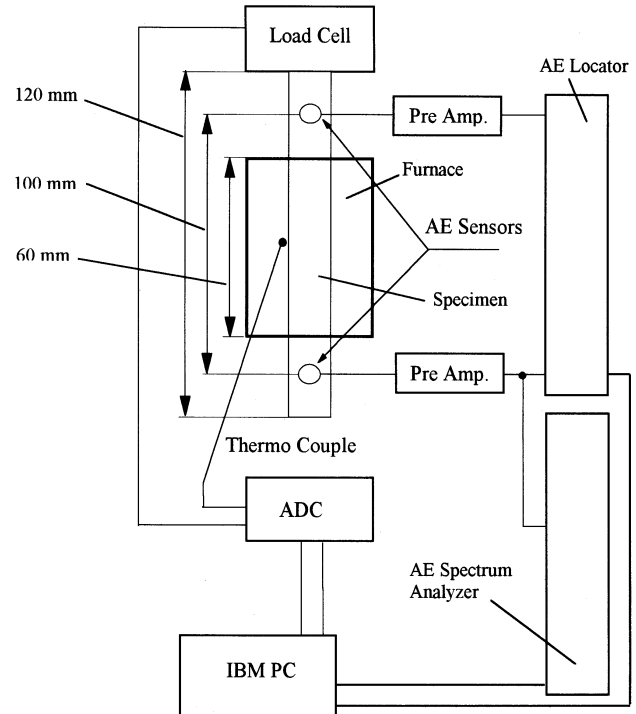


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки для исследования акустической эмиссии МС в процессе пластической деформации.

2.2. Измерения акустической эмиссии. Сигналы АЭ фиксировались с помощью управляемой компьютером установки, схематически показанной на рис. 3. Два миниатюрных широкополосных АЭ датчика AE900M (NF Electronic Instruments) диаметром 3 mm монтировались на поверхности образца на расстоянии 15 mm от зажимов испытательной машины. Сигнал АЭ усиливался на 40 dB малошумящим предусилителем, пропускался через полосовой фильтр ($20\text{--}1000 \text{ kHz}$) и окончательно усиливался усилителем с регулируемым (до 60 dB) коэффициентом усиления. Одновременно использовались две измерительные системы. Первая являлась простым двухканальным АЭ локатором для определения координат источников АЭ вдоль оси образца и определения активности АЭ (числа импульсов АЭ в единицу времени) в зависимости от времени, деформации или нагрузки. Вторая система представляла собой анализатор АЭ спектра, позволяющий определять форму сигнала и его частотный спектр при частоте дискретизации 4 MHz и разрешении по амплитуде 12 bit . Подробности измерения и обработки сигналов АЭ описаны в [22]. Пороговое напряжение устанавливалось на 2 dB выше пикового уровня шумов.

Источники АЭ в металлических стеклах дают специфические сигналы с характерным спектром [17,23]. Поэтому использование анализатора спектра позволило отличать "истинные" сигналы АЭ от "ложных", идущих от испытательной машины и электрических цепей. АЭ локатор позволял разделять импульсы, идущие от холодной (вне печи) и нагретой частей образца.

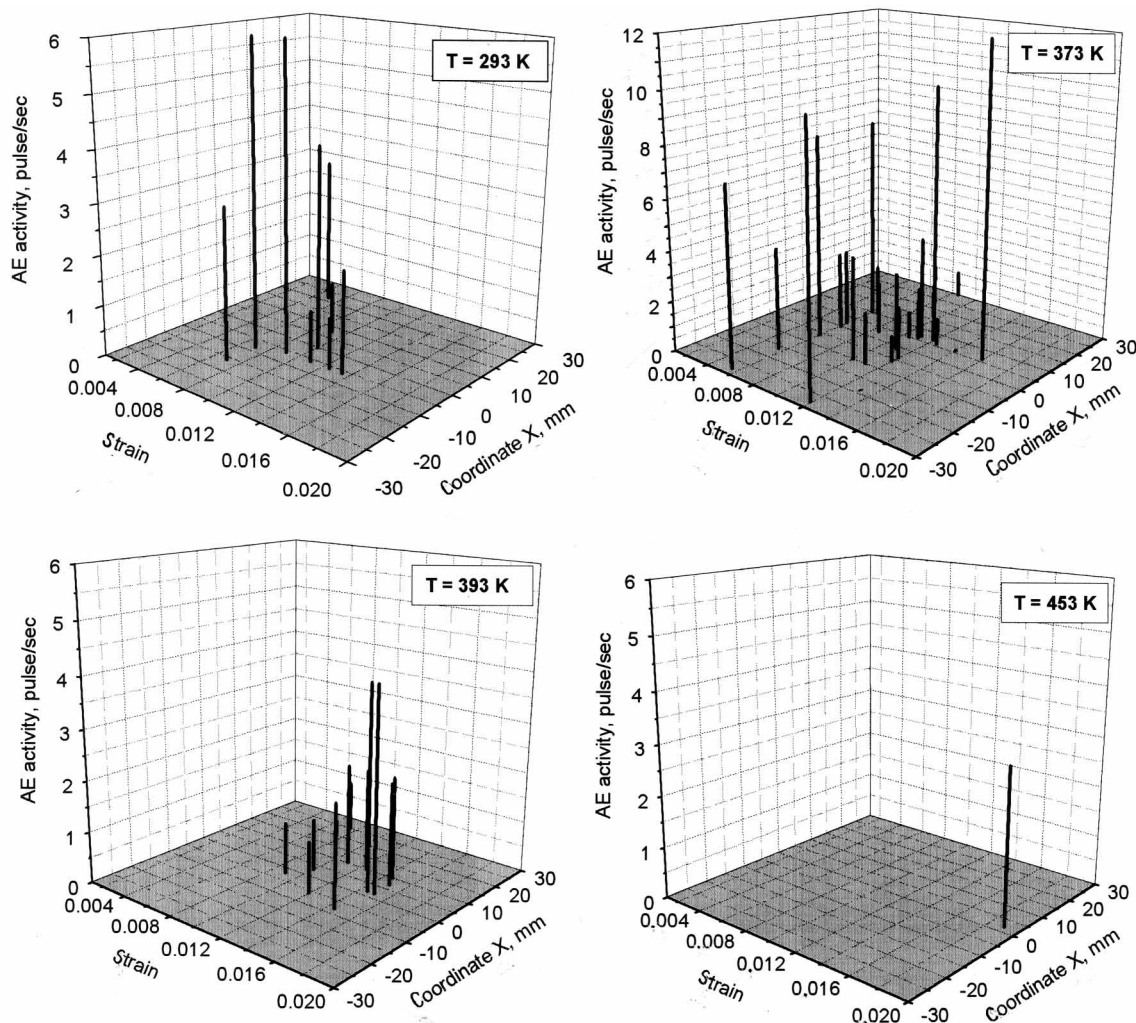


Рис. 4. Распределения активности источников акустической эмиссии вдоль длины образцов, деформируемых при указанных температурах со скоростью $\dot{\varepsilon} = 7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

3. Результаты эксперимента

На рис. 4 показаны характерные распределения активности источников АЭ сигналов вдоль продольной координаты X образцов, деформировавшихся при четырех температурах со скоростью $7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Акустическая эмиссия в случае деформации при комнатной температуре возникает при полной деформации $\varepsilon \approx 0.005$. По мере дальнейшего роста ε источники АЭ активируются и исчезают в различных сечениях образца, что свидетельствует о неоднородном пространственно-временном распределении пластической деформации. Последний всплеск активности АЭ непосредственно предшествует разрушению образца при $\varepsilon = 0.014$.

Увеличение температуры деформации до $T = 373 \text{ K}$ качественно не меняет пространственно-временное распределение источников АЭ, хотя величина и число импульсов АЭ при этом существенно возрастают. При $T = 393 \text{ K}$ сигналы АЭ начинают появляться при больших деформациях, а их общее число и амплитуды

да уменьшаются. Дальнейшее повышение температуры деформации вызывает прогрессирующее снижение числа и амплитуды импульсов активности АЭ, так что при $T = 453 \text{ K}$ акустическая эмиссия не возникает (единственная серия импульсов АЭ на рис. 4 предшествует разрушению). Аналогичная картина изменения пространственно-временного распределения АЭ с повышением температуры деформации наблюдается и в случае деформации со скоростью $\varepsilon = 7 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. Разница заключается в том, что АЭ исчезает при меньшей температуре, $T = 413 \text{ K}$.

Следует подчеркнуть, что диаграммы растяжения во всех случаях близки к прямым линиям и макроскопическая пластичность практически отсутствует.

4. Обсуждение результатов

В целом АЭ исследуемого стекла при комнатной температуре не отличается от случая других МС [17–20]. Импульсный характер АЭ явно указывает на интен-

сивное пластическое сдвигообразование, несмотря на макроскопически квазихрупкое поведение. Пластическое течение при комнатной температуре реализуется в условиях кинетически заторможенной структурной релаксации [10]. Мы полагаем, что именно поэтому стекло проявляет "кристаллическую" (дислокационно-подобную) пластичность. Комнатная температура играет особую роль в деформационном поведении МС. Эта роль определяется длительным отжигом образцов при этой температуре перед началом испытания. Даже небольшой нагрев вызывает, как следует из данных рис. 1 и 2, сильный рост скорости структурной релаксации и чрезвычайно большое снижение вязкости. Рост числа импульсов АЭ, наблюдаемый при повышении температуры на 60–70 К выше комнатной температуры (рис. 4), отражает уменьшение степени локализации деформации вследствие роста скорости СР и уменьшения вязкости структуры. Это уменьшение приводит к качественному изменению типа пластического течения от дислокационно-подобного в условиях кинетически заторможенной структурной релаксации к однородной деформации в условиях интенсивной СР. Согласно данным АЭ, этот переход начинается при 353–373 К и заканчивается вблизи 413–453 К в зависимости от скорости деформации. При более высоких температурах пластическое течение является однородным, что следует из следующих фактов. Во-первых, исчезновение АЭ указывает на отсутствие дислокационно-подобной пластичности. Отметим, что современная АЭ аппаратура позволяет обнаружить консервативное движение небольшого числа (10–100) дислокаций в кристалле [21]. Во-вторых, измерения возврата формы определенно свидетельствуют, что пластическое течение МС на основе Ni, Fe и Co при $T = 473$ К и $\dot{\epsilon} = 8 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ является однородным [7]. Кроме того, следует упомянуть результаты [24] прямого определения поверхностной плотности полос сдвига МС $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{V}_6$, показавшие ее рост до $T \approx 350$ К и последующее уменьшение до нуля вблизи $T \approx 500$ К. Эти результаты прямо согласуются с данными настоящего исследования.

Таким образом, изменение типа течения может быть интерпретировано в терминах изменения кинетического соответствия между скоростью деформации и скоростью структурной релаксации в нагруженном состоянии. Если скорость СР такова, что механизм "направленной СР" [11,13,14] не может обеспечить пластическое формоизменение со скоростью, задаваемой испытательной машиной, течение является локализованным дислокационно-подобным. В противном случае пластическая деформация есть просто структурная релаксация, ориентированная внешним напряжением.

Отметим, что температуры смены типа течения для исследуемого МС составляют примерно половину от температуры стеклования ($T_g \approx 813$ К при $\dot{T} = 10$ К/мин). При этом диаграммы $\sigma - \epsilon$ практически не претерпевают каких-либо изменений в результате смены типа течения.

Это прямо свидетельствует о том, что вопреки выводам [4–6,25] ни гомологическая температура, ни характер диаграмм растяжения не могут быть использованы для определения типа пластического течения МС.

Отметим также, что конечные стадии однородного течения, непосредственно перед разрушением, должны сопровождаться локализацией деформации и соответственно резким ростом скорости локальной деформации. Это может привести к изменению соотношения между скоростью СР и скоростью локальной деформации, вызвав тем самым локальное изменение типа течения и появление АЭ. Вероятно, именно поэтому разрушению предшествует всплеск АЭ.

Вышеизложенное позволяет предсказать пластическое поведение МС в изотермических условиях с учетом тепловой предыстории. Предположим, что в данных экспериментальных условиях металлическое стекло деформируется однородно, и оценим скорость изотермической СР в простейшем приближении "плоского спектра" ($N_0 \neq f(E)$). С хорошей точностью можно считать, что в каждый момент времени элементарные акты СР реализуются с энергиями активации, принадлежащими интервалу $[E_0, E_0 + dE_0]$, где E_0 — так называемая характеристическая энергия активации [11,13,26]. В этом случае скорость СР будет пропорциональна $\partial E_0 / \partial t$, где t — текущее время. Учитывая, что в изотермических условиях для случая "плоского спектра" $E_0 = kT \ln \nu t$ [26], получаем, что скорость СР уменьшается со временем как t^{-1} . Поэтому достаточно длительная изотермическая выдержка неизбежно приведет к невозможности однородной деформации посредством направленной СР и изменению типа деформации на дислокационно-подобный. Локализованное пластическое течение в силу изложенного должно иметь место при любой температуре (ниже температуры стеклования), если время предварительного отжига достаточно велико.

Таким образом, имеются достаточные основания полагать, что тип пластического течения металлических стекол однозначно контролируется кинетикой структурной релаксации. Длительный отжиг образцов при комнатной температуре приводит к сильному снижению скорости структурной релаксации. Именно поэтому металлические стекла деформируются при этой температуре по дислокационно-подобному механизму. Даже небольшой нагрев выше комнатной температуры вызывает резкое увеличение скорости СР и снижение вязкости структуры на несколько порядков, что в свою очередь меняет тип деформации на однородную вязкопластическую.

Авторы выражают благодарность Н.П. Кобелеву (ИФТТ РАН, Черноголовка, Россия) за оказанную помощь.

Работа была выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства общего и профессионального образования РФ в рамках гранта № 97-0-7.0-161 по фундаментальному естествознанию.

Список литературы

- [1] C.A. Pampillo. *J. Mater. Sci.* **10**, 7, 1194 (1975).
- [2] T. Masumoto, R. Maddin. *Mater. Sci. Eng.* **19**, 1, 1 (1975).
- [3] T. Masumoto. *Sci. Repts. Res. Inst. Tohoku Univ.* **A26**, 4–5, 246 (1977).
- [4] T. Masumoto, T. Murata. *Mater. Sci. Eng.* **25**, 1, 71 (1976).
- [5] F. Spaepen. *Acta Metall.* **25**, 4, 407 (1977).
- [6] A.S. Argon. *Acta Metall.* **27**, 1, 47 (1979).
- [7] А.Т. Косилов, В.А. Кузьмищев, В.А. Хоник. *ФТТ* **34**, 12, 3682 (1992).
- [8] А.Ю. Виноградов, В.А. Михайлов, В.А. Хоник. *ФТТ* **34**, 12, 3682 (1997).
- [9] О.П. Бобров, И.А. Сафонов, В.А. Хоник. *ФТТ* **36**, 6, 1703 (1994).
- [10] V.A. Khonik. *J. de Physique IV* **6**, C8-591. (1996).
- [11] В.И. Белявский, О.П. Бобров, А.Т. Косилов, В.А. Хоник. *ФТТ* **38**, 1, 30 (1996).
- [12] M.R.J. Gibbs, J.E. Evetts, J.A. Leake. *J. Mater. Sci.* **18**, 1, 278 (1983).
- [13] О.П. Бобров, А.Т. Косилов, В.А. Михайлов, В.А. Хоник. *Известия РАН. Сер. физ.* **60**, 9, 124 (1996).
- [14] А.Т. Косилов, В.А. Михайлов, В.В. Свиридов, В.А. Хоник. *ФТТ* **38**, 11, 2008 (1997).
- [15] О.П. Бобров, В.А. Хоник. *ФММ* **85**, 6, 103 (1998).
- [16] В.А. Михайлов, В.А. Хоник. *ФТТ* **39**, 12, 2186 (1997).
- [17] A. Vinogradov, A. Leksovskii. *Materials Science Forum* **210–213**, 2 (1996). P. 549.
- [18] А.Ю. Виноградов, А.М. Лексовский, В.В. Смирнов. *Письма в ЖТФ* **12**, 11, 256 (1986).
- [19] А.П. Брагинский, А.Ю. Виноградов, А.М. Лексовский. *Письма в ЖТФ* **12**, 6, 459 (1986).
- [20] А.Ю. Виноградов, А.М. Лексовский, В.В. Яковенко. *Металлофизика* **11**, 2, 29 (1988).
- [21] C. Scruby, H. Wadley, J.E. Sinclair. *Phil. Mag.* **44**, 2, 249 (1981).
- [22] A. Vinogradov, M. Nadtochiy, S. Hashimoto, S. Miura. *Mat. Trans. JIM* **36**, 3, 426 (1995).
- [23] A.Yu. Vinogradov, A.M. Leksovskii. *Progress in Acoustic Emission VIII* / Ed. by T. Kishi, Y. Mori, Y. Higo, M. Enoki. The Japanese Society for NDI (1996). P. 153.
- [24] В.П. Алехин, В. Помпе, К. Ветциг, В. Грабнер, И. Эдельман. *МяТОМ* **5**, 33 (1982).
- [25] Y. Kawamura, T. Shibata, A. Inoue. *Sci. Repts. Res. Inst. Tohoku Univ.* **A43**, 2, 107 (1997).
- [26] W. Primak. *Phys. Rev.* **100**, 1677 (1955).