

Влияние деформации на изменение структуры аморфной фазы $\text{Pd}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{20}$

© Г.Е. Абросимова, А.С. Аронин, Н.С. Афоникова, Н.П. Кобелев

Институт физики твердого тела РАН,
Черноголовка, Московская обл., Россия

E-mail: gea@issp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 23 декабря 2009 г.
В окончательной редакции 25 февраля 2010 г.)

Методами рентгенографии и измерения скорости звука исследовано влияние пластической деформации на структуру аморфного сплава $\text{Pd}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{20}$. Обнаружено, что прокатка образца приводит к изменению структуры аморфной фазы (искажению первой координационной сферы), причем изменения структуры более выражены в приповерхностной области образца. Прокатка приводит также к уменьшению поперечной скорости звука. Со временем наблюдаемые эффекты уменьшаются. Показано, что наблюдаемые эффекты обусловлены неупругой деформацией аморфного сплава.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00424, 10-02-00195).

1. Введение

Механические свойства и разрушение металлических стекол начали исследоваться практически с момента получения первых металлических сплавов в аморфном состоянии. В качестве примера можно привести обзор Пампилло [1], в котором рассматривались деформация путем гомогенного и негомогенного течения, процессы разрушения, влияние на них температуры и состава аморфных металлических сплавов, обсуждались существующие на тот момент теоретические модели деформации и разрушения. По мере создания аморфных сплавов и развития методик их исследования появилось значительное количество работ, посвященных различным аспектам деформации металлических стекол [2–5].

С появлением нанокристаллических материалов и, в частности, легких нанокристаллических сплавов на основе алюминия, обладающих высокой прочностью (предел текучести до 1.6 GPa [61]), возник новый всплеск интереса к механическим свойствам. Для нанокристаллических материалов одной из важных проблем является вопрос о том, что определяет деформируемость и свойства материала: нанокристаллы или аморфная матрица между ними. Нанокристаллы могут быть бездефектными, а могут содержать и значительное количество микродвойников, дефектов упаковки и др. [7], и очевидно, что свойства материала при этом могут быть разными. Для разработки новых материалов с требуемым комплексом свойств необходимо установление корреляции между структурой и свойствами, что требует проведения исследований их взаимосвязи и, в частности, изучения эволюции микроструктуры под действием интенсивной пластической деформации.

В последние годы появилась группа интересных работ, посвященных изучению эволюции структуры непосредственно в процессе деформации аморфных сплавов на

основе циркония. Исследования структуры проводились на синхротронном источнике под действием растяжения *in situ*, что позволило обнаружить изменения структуры, происходящие при упругой деформации [8–10]. Авторы работ показали, что в отсутствие пластической деформации растяжение приводит к изменению расстояния между атомами в аморфной структуре, причем эти изменения зависят от ориентации приложенного напряжения. Аморфные сплавы на основе циркония являются хрупкими и практически не претерпевают пластической деформации, поэтому в работах рассматривалась только область упругой деформации. В то же время интересно было бы установить, могут ли обнаруженные ими изменения структуры сохраняться при снятии напряжения и существенно ли оно при пластической деформации. Деформация аморфных сплавов обычно осуществляется за счет механизма локального скольжения, т.е. оказывается локализованной в узких полосах сдвига. Однако в случае интенсивной пластической деформации (кручения под давлением) в процесс деформирования включается значительный объем материала. Поскольку в последние годы этот метод интенсивной пластической деформации находит активное применение для создания нанокристаллической структуры, исследование эволюции структуры под действием деформации становится особенно актуальным. При интенсивной пластической деформации происходят как фазовые превращения, так и изменение структуры аморфной матрицы [11,12], и информация об эволюции структуры может играть решающую роль при создании наноматериалов нового типа.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния деформации на эволюцию структуры аморфного сплава $\text{Pd}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{20}$. В качестве метода деформирования образцов использовалась накопительная деформация, осуществлявшаяся путем многократной прокатки, которая может рассматриваться как один из способов интенсивной пластической деформации.

2. Методика эксперимента

Аморфный сплав $\text{Pd}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{20}$ был получен в виде ленты закалкой расплава на быстровращающемся колесе. Скорость охлаждения составляла $\sim 10^6$ градусов в секунду, ширина полученных лент была 5 мм, а толщина $\sim 45 \mu\text{m}$.

Образцы многократно деформировались прокаткой в валках. Величина деформации, определенная по изменению толщины образцов, менялась от 10 до 38%.

Рентгеноструктурные исследования исходных и деформированных образцов выполнялись на рентгеновских дифрактометрах SIEMENS D-500 и ДРОН-4.0 с использованием $\text{Co } K_{\alpha}$ (30 kV, 30 mA)- и $\text{Mo } K_{\alpha}$ (40 kV, 25 mA)-излучений соответственно. Расходимость пучка составляла 1° . Исследования структуры деформированного образца проводились в геометрии „на отражение“, вдоль и поперек направления прокатки.

Для определения положения максимума экспериментальная кривая описывалась функцией Гаусса.

Скорость сдвиговой ультразвуковой волны в ленте определялась на частоте 5 МГц с помощью эхоимпульсной методики в схеме на прохождение [13]. Измерения проводились с помощью специальных высокодемпфированных датчиков на основе ниобата лития в геометрии, когда волновой вектор и вектор поляризации звуковой волны располагались в плоскости ленты. Скорости звука были измерены для двух вариантов распространения звуковой волны: 1) волновой вектор перпендикулярен, а вектор поляризации параллелен направлению прокатки для деформированных образцов; 2) волновой вектор параллелен, а вектор поляризации перпендикулярен направлению прокатки. Точность определения скорости звука составляла $\sim 1\%$.

Все исследования (дифрактометрические на разных излучениях и измерения скорости распространения звука) проводились на одних и тех же образцах. Исследования структуры и измерения скорости звука осуществлялись как непосредственно после деформирования, так и через различные промежутки времени.

3. Результаты эксперимента

3.1. Рентгеноструктурный анализ. Полученные закалкой из расплава ленты были аморфными, на рентгенограммах и электронограммах не наблюдалось никаких признаков кристаллических фаз. Съемка дифрактограмм прокатанных образцов проводилась в условиях, когда направление рентгеновского пучка было вдоль и поперек направления прокатки, т.е. вдоль и поперек ленты. Для исходных образцов дифрактограммы, полученные при съемках в двух разных ориентациях, были идентичны.

Деформирование образцов проводилось прокаткой, при этом толщина образцов при максимальной исполь-

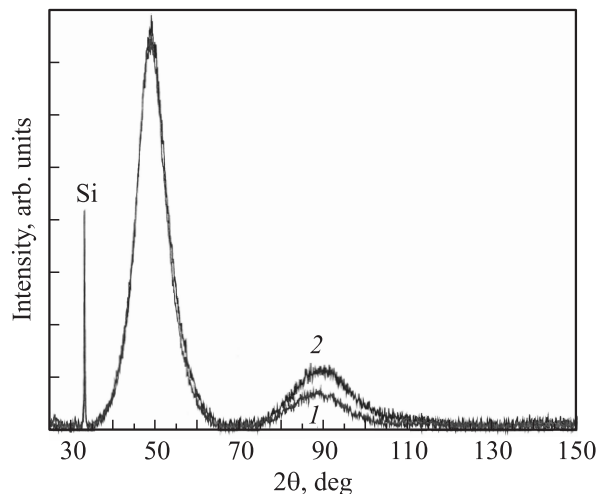


Рис. 1. Рентгенограмма деформированного образца, полученная в $\text{Co } K_{\alpha}$ -излучении. 1 — направления рентгеновского пучка и прокатки совпадают, 2 — взаимно перпендикулярны.

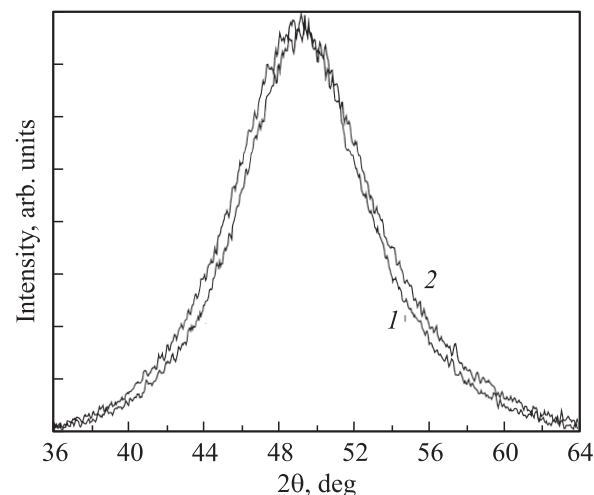


Рис. 2. Начальная часть рентгенограммы, представленной на рис. 1.

зуемой степени деформации изменялась от 45 до $28 \mu\text{m}$, что соответствовало деформации в 38%.

После деформации дифрактограммы образца, измеренные при разной его ориентации относительно направления рентгеновского пучка, отличались друг от друга. На рис. 1 показана дифрактограмма образца после прокатки со степенью деформации 38%, измеренная в $\text{Co } K_{\alpha}$ -излучении. Помимо диффузных кривых рассеяния от аморфного образца на рентгенограмме присутствует пик от подложки ($2\theta = 33.15^{\circ}$) (Si, отражение (111)), который при анализе удобно использовать в качестве репера. Одинаковые положения репера в обоих случаях указывают на одинаковое положение образцов во время съемки (отсутствие смещения из центра фокусировки).

На рис. 2 для наглядности представлен начальный участок дифрактограмм, приведенных на рис. 1. Видно,

Таблица 1. Положения первого диффузного максимума 2θ и рассчитанные значения радиуса первой координационной сферы R_1 для разных условий съемки (направление рентгеновского пучка параллельно и перпендикулярно направлению деформации)

Параллельный случай				Перпендикулярный случай			
2θ , deg		R_1 , Å		2θ , deg		R_1 , Å	
Co K_α	Mo K_α	Co K_α	Mo K_α	Co K_α	Mo K_α	Co K_α	Mo K_α
49.3	19.12	2.635	2.626	49.7	19.20	2.615	2.616

что диффузные максимумы от образца, полученные для разной взаимной ориентации рентгеновского пучка и образца, смещены относительно друг друга.

Аналогичные исследования были проведены и при использовании молибденового излучения (рис. 3). Такого заметного различия в положении диффузных максимумов, как в случае съемки с использованием кобальтового излучения, не обнаружено, однако обработка спектров показала, что положения максимумов также немного различаются. Результаты обработки рентгенограмм сведены в табл. 1.

Для определения кратчайшего расстояния между атомами R_1 в металлических стеклах обычно используется модифицированное уравнение Вульфа–Брэггов [14] или уравнение Эренфеста, согласно которому

$$2R_1 \sin \theta = 1.23\lambda,$$

где λ — длина волны используемого излучения. Рассчитанные значения R_1 также приведены в табл. 1. Полученные результаты по изменению положения первого максимума на рентгенограммах означают, что в процессе деформирования структура аморфной фазы ме-

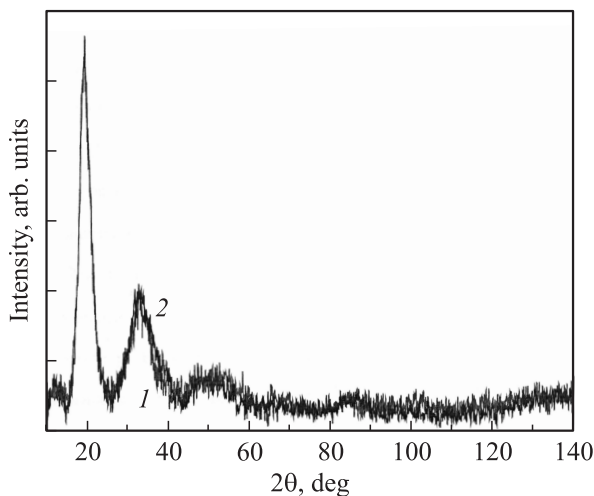


Рис. 3. Рентгенограмма деформированного образца, полученная в Mo K_α -излучении. 1 — направления рентгеновского пучка и прокатки совпадают, 2 — взаимно перпендикулярны.

няется. Наблюдаемый эффект уменьшается со временем. При повторных съемках через 30 суток эффект заметно ослабевает.

3.2. Измерения скорости звука. Измерения поперечной скорости звука проводились как на исходных, так и на деформированных образцах. В исходных (недеформированных) образцах скорости сдвиговой волны при распространении вдоль и поперек ленты в пределах ошибки совпадали и составляли 2.01 ± 0.02 km/s. После деформации прокаткой на 38% скорость сдвиговой волны, распространяющейся вдоль направления прокатки, составила 1.99 ± 0.02 km/s, т.е. возможное изменение находилось в пределах ошибки измерения. В то же время скорость сдвиговой волны, распространяющейся поперек направления прокатки, заметно уменьшилась. Непосредственно после деформации (через несколько часов) она составила около 1.87 ± 0.02 km/s. При этом с течением времени наблюдалась заметная релаксация упругих свойств: через 120 h после деформации скорость этой волны возросла до 1.91 km/s, а через несколько месяцев после деформации — до 1.94 km/s. Таким образом, максимальное изменение скорости звуковой волны, распространяющейся поперек направления прокатки (т.е. с вектором поляризации, направленным вдоль направления прокатки соответственно), наблюдавшееся непосредственно сразу после деформации, составило около 7%. Поскольку скорость сдвиговой волны V_i связана с модулем сдвига G соотношением $G = \rho V_i^2$, соответствующее изменение сдвигового модуля равнялось примерно 14%. С течением времени оно уменьшилось до 7%.

4. Обсуждение результатов

Основными результатами, полученными в работе, являются:

- 1) обнаруженное различие (анизотропия) в рассеянии рентгеновских лучей деформированными образцами вдоль и поперек направления деформации, проявляющееся в разном положении диффузных максимумов на рентгенограммах при съемке образца вдоль и поперек направления прокатки;
- 2) уменьшение этого различия (анизотропии) при использовании более жесткого излучения;
- 3) уменьшение поперечной скорости звука и появление ее анизотропии в деформированных образцах по сравнению с исходными;
- 4) ослабление наблюдаемых эффектов (анизотропии рассеяния и изменения скорости звука) со временем.

Первый результат не является совершенно неожиданным. Ранее при исследовании прокатанных лент сплава $Pd_{80}Si_{20}$ наблюдалось смещение положения первого пика структурного фактора в сторону меньших углов [15]. Этот результат согласуется с полученным нами.

Как было отмечено выше, влияние упругой деформации растяжением на структуру металлических стекол

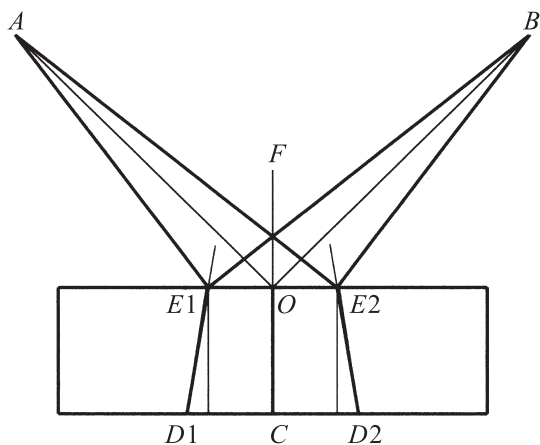


Рис. 4. Схема рассеяния и регистрации рентгеновского пучка. A — источник излучения, B — детектор.

изучалось на группе сплавов на основе циркония [8–10]. В этих работах наблюдали различие в положении первого диффузного максимума в направлении вдоль и поперек направления растяжения. Исследования проводились *in situ* в процессе деформации в области упругих напряжений; полученные результаты однозначно свидетельствовали об эллиптическом характере первой координационной „сферы“.

Важным отличием полученных результатов от данных, приведенных в указанных выше работах [8–10], является использование разных условий деформации и съемки. Авторы [8–10] исследовали структуру образцов, применяя геометрию „прохождения“, в то время как в нашей работе использовалась геометрия „отражения“. На первый взгляд такая геометрия съемки не может привести к полученным в работе результатам, поскольку наблюдаемое рассеяние соответствует атомным колонкам, расположенным вдоль вектора рассеяния, который перпендикулярен поверхности ленты. И действительно, при использовании очень узкого пучка эффект практически отсутствует. В нашем эксперименте мы использовали широкие щели (расходимость пучка составляла 1°), в результате чего фиксируемый сигнал формировался не только от атомов, расположенных вдоль „основного“ вектора рассеяния (OF на рис. 4), но и от атомов, которые находятся в области, ограниченной векторами $E1D1$ и $E2D2$. Если расстояние между атомами в аморфной фазе после прокатки будет разным в направлениях вдоль и поперек направления прокатки, то за счет расходимости пучка этот эффект можно будет зафиксировать. Это положение согласуется и с приведенной выше экспериментальной зависимостью эффекта от расходимости пучка: с уменьшением расходимости эффект ослабевает.

Таким образом, обнаруженное различие в рассеянии рентгеновских лучей деформированными образцами вдоль и поперек направления деформации, как и в случае [8–10], обусловлено разным средним расстоянием между атомами вдоль и поперек направления прокат-

ки в деформированном образце, т.е. эллипсоидальной формой первой координационной „сферы“. Однако в проведенных нами исследованиях в отличие от [8–10] образцы деформировались не упруго, а пластически, а анизотропия структуры сохранялась после снятия пластической деформации, поэтому причины, вызывающие изменение расстояний между атомами, могут быть более сложными.

Как известно, в соответствии с законом Гука при упругой деформации удлинение линейно зависит от напряжения [16]. При более высоких нагрузках эта зависимость отклоняется от линейного закона, в том числе и для аморфных сплавов. Если при снятии нагрузки форма образца полностью не восстанавливается, т.е. возникает так называемая петля механического гистерезиса, то это свидетельствует уже о неупругой деформации материала. Энергия, соответствующая площади этой петли, расходуется на смещение атомов, находящихся в неустойчивых положениях. Величина таких смещений в аморфных сплавах, как правило, примерно на порядок больше, чем в кристаллических сплавах. Считается, что неупругость аморфных сплавов связана со свободным объемом в их структуре: если свободный объем мал, то мала и неупругая деформация. Поэтому неупругость связана и со степенью релаксации структуры, при которой происходит уменьшение свободного объема. Неупругая деформация уменьшается после отжига, при котором происходит структурная релаксация [16].

Дальнейшая пластическая деформация аморфных сплавов осуществляется путем образования и распространения полос сдвига. Полосы сдвига и ступени скольжения наблюдались для ряда аморфных сплавов. Согласно литературным данным [17], полосы сдвига ориентированы под углом $55 \pm 5^\circ$ к направлению деформации. Еще одной особенностью пластической деформации аморфных сплавов является увеличение концентрации свободного объема в полосах, т.е. увеличение среднего расстояния между атомами. При отжиге различия в структуре полос сдвига и окружающей матрицы могут полностью или частично исчезать.

Рассмотрим наши результаты с учетом перечисленных факторов. Следует отметить, что значения, приведенные в табл. 1, рассчитаны исходя из предположения об изменении диффузного гало от аморфной фазы в процессе деформации. При этом считалось, что образцы являются однофазными и содержат только одну аморфную фазу. Однако реальная картина представляется более сложной.

Во-первых, после прокатки образцы были деформированы пластически примерно на 40%. Поскольку полосы сдвига являются местами разупорядоченной структуры аморфной фазы и даже пониженной плотности материала, в которых среднее расстояние между атомами несколько больше, чем в основной аморфной матрице, структуру деформированных образцов можно рассматривать как „двухфазную“, в которой первой „фазой“ является исходный аморфный сплав, а второй — материал

в полосах сдвига. Тогда диффузные пики на дифрактограммах могут представлять собой суперпозицию двух диффузных максимумов от каждой из „фаз“. Однако следует иметь в виду, что доля материала в полосах сдвига невелика, поэтому его вклад в рассеяние будет незначительным. Кроме того, образование полос сдвига само по себе не объясняет анизотропию рассеяния.

Во-вторых, помимо деформации путем образования и распространения полос сдвига аморфная фаза деформируется и однородно (неупруго). Неупругая деформация при прокатке приводит к анизотропному увеличению расстояния между атомами и, следовательно, к изменению формы первой координационной сферы аморфной фазы. В этом случае изменение дифракционной картины будет аналогично представленной в работах [8,18], в которых наблюдали переход от сферической дифракционной картины к эллиптической в процессе растяжения аморфного сплава Zr_{64.13}Cu_{15.75}Ni_{10.12}Al₁₀. Из табл. 1 легко вычислить, что различие в кратчайших расстояниях между атомами, рассчитанных по уравнению Эренфеста вдоль и поперек направления прокатки, составляет доли процента. Подобные результаты были получены и в работе [19], авторы которой также связывали наблюдаемый эффект с неупругой деформацией — атомными перестройками в топологически неустойчивых областях аморфного материала.

Существует при возможных варианта изменения структуры: 1) анизотропное изменение структуры (неупругая деформация) основной части аморфной фазы (свободной от полос сдвига); 2) деформация в полосах сдвига (области локализации пластического течения); 3) деформация всего образца (и в полосах сдвига, и в свободных от них зонах).

Можно оценить долю материала, находящегося в полосах сдвига. При ширине полосы сдвига около $1\ \mu\text{m}$ и расстоянии между полосами порядка толщины ленты ($\sim 40\ \mu\text{m}$) (что представляется разумным при деформации прокаткой) доля материала в полосах сдвига составляет всего несколько процентов. Как отмечено выше, вклад таких областей в рассеяние незначителен. Поэтому хотя в принципе рассеяние от них и может вызвать уширение или искажение формы диффузного максимума, из-за малой доли этих областей подобных эффектов не наблюдается. Таким образом, обнаруженный эффект смещения диффузных пиков при съемке деформированных образцов вдоль направления прокатки не может быть обусловлен изменением состояния материала в полосах сдвига, а связан с неупругой деформацией основной части образца. Естественно, это не исключает иную структуру материала в полосах сдвига, но из-за небольшого вклада в рассеяние оценить ее долю не представляется возможным. В полном соответствии с высказанными положениями о неупругой деформации как причине наблюдаемого эффекта находится и тот результат, что при вылеживании деформированного образца (при котором проходит релаксация) искажение первой координационной сферы уменьшается.

Таблица 2. Массовые коэффициенты поглощения

Компонент сплава	μ/ρ (Co K_α), см ² /г	μ/ρ (Mo K_α), см ² /г
Pd	304	24.1
Ni	70.5	46.6
P	114	7.89
Pd ₄₀ Ni ₄₀ P ₂₀	172.6	29.86

Другим важным полученным результатом является различие в степени искажения координационной сферы при съемках в двух разных излучениях. Необходимо отметить также, что наблюдаемое различие в величине эффекта при использовании разного излучения может быть связано не только с обсуждаемой выше разницей в величине области, с которой получается информация. Известно, что при прокатке приповерхностные области образца обычно деформируются в большей степени, чем расположенные вдали от поверхности. Может ли это объяснить наблюдаемый эффект? Для ответа на этот вопрос необходимо проанализировать области образца, исследуемые при применении каждого из излучений. При использовании излучений с разными длинами волн ($1.789\ \text{Å}$ для Co K_α и $0.709\ \text{Å}$ для Mo K_α) из-за разной глубины проникновения рентгеновских лучей в образец исследуемая область образца оказывается разной по глубине. В табл. 2 приведены массовые коэффициенты поглощения [20] компонентов сплава для каждого из излучений.

Если учесть, что интенсивность рассеяния

$$I \sim I_0 \exp(-\mu t),$$

где I_0 — интенсивность падающего пучка, μ — коэффициент поглощения, а t — глубина, и оценить глубину проникновения рентгеновских лучей по стандартной процедуре (вычисления глубины, на которой интенсивность излучения меняется в e раз), то легко подсчитать, что для использования излучений глубина проникновения различается в ~ 5.8 раза. Более корректное сравнение, выполненное с учетом разных угловых положений основного диффузионного максимума ($2\theta = 49.7^\circ$ для (Co K_α) и $2\theta = 19.2^\circ$ для (Mo K_α)) дает несколько меньшую разницу (в 2.3 раза). Однако в любом случае понятно, что при изучении структуры образцов в более мягком (кобальтовом) излучении основной вклад в рассеяние дает приповерхностный слой глубиной не более $3\ \mu\text{m}$, в то время как при исследовании в более жестком (молибденовом) излучении мы получаем информацию с более глубоких слоев образца. Таким образом, поскольку наблюдаемые нами изменения дифракционной картины в большей степени выражены при использовании более мягкого излучения, это означает, что изменения структуры наиболее значительны в приповерхностном слое образца.

Рассмотрим наблюдающиеся в результате деформации изменения в упругих характеристиках ленты. Отметим,

что изменения в упругих модулях металлических стекол, достигающие 10–15% в пределах аморфного состояния, не являются чем-то чрезвычайным. Давно известно, что, например, при структурной релаксации изменение (увеличение) модуля сдвига или модуля Юнга может достигать подобных значений [21]. Одновременно с этим наблюдается и небольшое (0.2–0.5%) увеличение плотности материала. При этом есть данные и о том, что пластическая деформация может приводить к понижению как упругих характеристик [22], так и плотности стекла. Таким образом, само по себе наблюдаемое после пластической деформации понижение упругих модулей и порядок его величины не противоречит имеющимся данным. Другой особенностью полученных результатов является наличие вызванной деформацией сильной анизотропии упругих свойств. Этот результат можно считать вполне ожидаемым. Однако неожиданным является то, что существенно различаются сдвиговые скорости звука V_{xy} и V_{yx} (первый индекс означает направление волнового вектора, второй — вектора поляризации). Это обстоятельство свидетельствует о том, что реальная структура материала после прокатки является достаточно сложной.

5. Выводы

1) Обнаружена анизотропия в рассеянии рентгеновских лучей деформированными образцами, обусловленная изменением структуры аморфной фазы в процессе деформации.

2) Искажение формы первой координационной сферы более выражено в приповерхностной области образца и уменьшается при структурной релаксации.

3) Деформация образцов приводит к уменьшению поперечной скорости звука в деформированных образцах по сравнению с исходными. Наблюдаемый эффект также уменьшается со временем.

Список литературы

- [1] С.А. Pampillo. *J. Mater. Sci.* **10**, 1194 (1975).
- [2] S. Takayama, R. Maddin. *Metal Trans.* **7A**, 1065 (1976).
- [3] A.S. Argon. *Acta Mater.* **27**, 47 (1979).
- [4] H. Chen, Y. He, G.J. Shiflet, S.J. Poon. *Nature* **367**, 541 (1994).
- [5] S.C. Glade, W.L. Johnson. *J. Appl. Phys.* **87**, 7249 (2000).
- [6] Y.H. Kim, A. Inoue, T. Masumoto. *Mater. Trans. JIM* **32**, 331 (1991).
- [7] Г.Е. Абросимова, А.С. Аронин. *ФТТ* **50**, 154 (2008).
- [8] X.D. Wang, J. Bednarcik, K. Saksi, H. Franz, Q.P. Cao, J.Z. Jiang. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 081 913 (2007).
- [9] M. Stoica, J. Das, J. Behnarcik, H. Franz, N. Mattern, W.H. Wang, J. Eckert. *J. Appl. Phys.* **104**, 013 522 (2008).
- [10] X.D. Wang, J. Bednarcik, H. Franz, H.B. Lou, Z.H. He, Q.P. Cao, J.A. Jiang. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 011 911 (2009).
- [11] В.З. Валиев, И.В. Александров. Объемные наноструктурные металлические материалы. Получение, структура и свойства. ИКЦ-Академкнига, М. (2007). 399 с.
- [12] Г.Е. Абросимова, А.С. Аронин, С.В. Добаткин, И.И. Зверькова, Д.В. Матвеев, О.Г. Рыбченко, Е.В. Татьяна. *ФММ* **106**, 617 (2008).
- [13] Н.П. Кобелев, Р.К. Николаев, Я.М. Соيفер, С.С. Хасанов. *ФТТ* **40**, 173 (1998).
- [14] А.Ф. Скрышевский. Структурный анализ жидкостей и аморфных тел. Высш. шк. М. (1980). 328 с.
- [15] T. Masumoto, R. Maddin. *Mater. Sci. Eng.* **19**, 1, 1 (1975).
- [16] К. Судзуки, Х. Фудзтмори, К. Хасимото. Аморфные металлы. Металлургия, М. (1987). 328 с.
- [17] Сверхбыстрая закалка жидких сплавов / Под ред. Г. Германа. Металлургия, М. (1986). 374 с.
- [18] J. Bednarcik, H. Franz. *J. Phys. Conf. Ser.* **144**, 012 058 (2009).
- [19] T.C. Hafnagel, J.A. Wert, J. Almer. *Phys. Rev. B* **73**, 064 204 (2006).
- [20] *International tables for X-ray crystallography*. Published for the international union of crystallography. Dordrecht–Boston–London (1989). V. III. 362 p.
- [21] Металлические стекла. В. II / Под ред. Г. Бека, Г. Гюнтеброта. Мир, М. (1986). 455 с.
- [22] Н.П. Кобелев, Е.Л. Кольванов, В.А. Хоник. *ФТТ* **47**, 646 (2005).