

05

## Распределение дислокаций и двойников в образцах меди и стали 12Х18Н10Т после ударно-волнового нагружения

© И.Н. Бородин,<sup>1,2</sup> С.А. Атрошенко,<sup>1</sup> А.Е. Майер<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем машиноведения РАН,  
199178 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Челябинский государственный университет,  
454001 Челябинск, Россия  
email: elbor7@gmail.com

(Поступило в Редакцию 11 ноября 2013 г.)

Экспериментально и численно исследовано распределение двойников по сечению образцов стали 12Х18Н10Т, подвергнутых ударно-волновому нагружению. Обнаружено, что у нагружаемой поверхности и в области откола объемная доля двойников на порядок превосходит их долю в центре мишени. Обсуждаются особенности двойников, формируемых в разных частях мишени. Предложена модель описания механизма двойникового в крупнозернистых металлах. Эта модель использована для численного исследования распределения дислокаций и двойников по ширине медной мишени после ее ударно-волнового нагружения. Показано, что в толстых мишенях с толщиной менее 1 мм оно может оказаться даже более однородным, чем распределение плотности дислокаций.

### Введение

Одним из способов существенного улучшения механических свойств объемных образцов металлических материалов является их пластическая деформация с целью формирования определенной дефектной микроструктуры. Результатами такой модификации являются, например, структуры нанокристаллических зерен, получаемые экспериментально в методах сильной пластической деформации [1,2], а также объемные микроструктуры двойников и полос локализации сдвига [3,4], образующиеся при ударно-волновом нагружении. В зависимости от требуемых статических и динамических свойств материала оказывается необходимым применять различные методы воздействия на образец при его модификации, а иногда и последовательно сочетать несколько таких методов. Перспективным является, например, последовательное применение прокатки для увеличения плотности дислокаций, равноканального углового прессования для получения мелкозернистой структуры [5] и ударно-волнового нагружения для получения микроструктур двойников и полос локализации сдвига [6,7]. Сочетание последних двух методов реализовано в процессе динамического канального углового прессования [8].

Для определения вида и параметров механических воздействий, требующихся для достижения тех или иных механических характеристик материала, тем более ввиду дороговизны и сложности подобных экспериментов, требуется разработка моделей пластической деформации, пригодных для теоретического описания и моделирования различных дефектных подструктур, формируемых в материале при заданном способе нагружения. На сегодняшний день существует множество методов описания макроскопической пластичности металлов в рамках чисто эмпирических моделей [9], так же как и

теоретических исследований процессов, происходящих на микроуровне [10–12]. К недостаткам первого класса моделей относится то, что их коэффициенты имеют чисто феноменологический характер и никак аналитически не связаны с параметрами микроструктуры материала, что делает их непригодными для оценок его свойств, формируемых при интенсивных механических воздействиях. В то же время структурные исследования обычно имеют своей целью определение общих закономерностей поведения дефектов на микроуровне [10] или подсчет различных микроскопических параметров процессов пластичности, таких как энергия активации единичного акта пластичности или коэффициента самодиффузии атомов вещества [12]. В результате они оказываются никак не связанными с напряженным макроскопическим состоянием всего материала в целом. Все это приводит к необходимости разработки новых структурных моделей пластической деформации, которые бы, с одной стороны, опирались на реальную структуру и особенности микроскопических процессов пластичности материала, исследованных теоретически, и имели коэффициенты с ясной физической природой, а с другой — позволяли бы корректно описывать макроскопические деформации образцов металлов в широком диапазоне напряжений и скоростей деформации. Для построения таких моделей требуется найти компромисс между точностью описания процессов микроуровня и грубостью усреднения параметров процесса деформации [13–15]. Необходимы дальнейшие экспериментальные исследования структур, формируемых в процессе деформации, и выявление общих эмпирических закономерностей, отражающих особенности образования дефектных структур после различных деформирующих воздействий.

В настоящей работе предлагается развитие подхода, применяемого в работах [13,15] для случая двойникова-

ния материала при ударно-волновом нагружении. Феноменологический подход, основанный на энергетических особенностях процесса деформации [7,13], позволяет с единых позиций подойти к описанию двойникования и дислокационной пластичности, что дает в результате только один новый параметр модели — энергию дефекта упаковки, хорошо известную для большинства материалов [6]. Проведенные экспериментальные исследования нагруженных образцов позволяют выявить общие закономерности процесса двойникования для построения и дальнейшей верификации предлагаемых моделей.

## 1. Увеличение статической прочности металла после динамических воздействий

Для большинства металлов при температурах выше 300 К предел текучести в случае квазистатической деформации определяется барьерным напряжением, которое необходимо преодолеть для начала массового скольжения дислокаций в кристаллической решетке. Основными обнаруженными барьерами к их скольжению оказываются другие неподвижные „дислокации леса“, границы зерен и двойники, что выражается известными законами Тэйлора и Холла–Петча [17]:

$$\sigma_y = \sigma_y^0 + \alpha G b \rho_D^{1/2} + k_{HP} d^{-1/2} + k_{TW} \Delta^{-1/2}. \quad (1)$$

Здесь напряжение  $\sigma_y^0$  связано с действием барьера Пайерлса и сторонних примесей,  $\alpha \sim 1$  — постоянная Тэйлора,  $G$  — модуль сдвига материала,  $b$  — вектор Бюргерса,  $k_{HP}$  — постоянная Холла–Петча,  $d$  — средний размер зерна,  $\Delta$  — среднее расстояние между двойниками,  $k_{TW}$  — постоянный коэффициент упрочнения за счет двойникования. Согласно [18], расстояние между двойниками можно связать с их объемной долей, как  $\Delta = h(F^{-1} - 1)$ , где  $h$  — ширина двойника. Размер зерна связан с объемной долей их границ, как  $\eta = 1(1 - \delta/d)^3$ , где ширина границы зерна для большинства металлов лежит в диапазоне  $\delta \sim 0.5-1$  nm. Объемная доля дислокаций  $R \sim \rho_D b^2$ . Поэтому, согласно уравнению (1), статический предел текучести материала зависит от объемной доли различных видов дефектов в каждом физически малом объеме вещества. Дефектное упрочнение не является однородным, а имеет сложное распределение по толщине мишени, вид которого зависит от скорости ударника и формы ударного импульса. Соответственно для проектирования объемных материалов с требуемыми механическими характеристиками необходимо знать распределение различных видов дефектов по объему материала, образующееся в нем в результате его нагружения. Мы будем рассматривать случай квазиодномерного нагружения материала ударными волнами с амплитудой напряжений до нескольких гигапаскалей, что реализуется при соударении с образцом тонких металлических ударников и приводит к существенному изменению его

дефектной подструктуры [6,18]. В металлах с низкими значениями энергии дефекта упаковки процесс высокоскоростной деформации помимо увеличения скалярной плотности дислокаций обычно сопровождается также ростом объемной доли двойников [19,20]. Для определения прочности образца требуется знать распределение обоих видов дефектов по толщине мишени.

## 2. Экспериментальные исследования

Серия экспериментов по ударно-волновому нагружению образцов стали 12Х18Н10Т проводилась Ю.И. Мещеряковым с сотрудниками [21]. При этом стальной ударник толщиной 1.8 mm соударялся с мишенью из того же материала, толщина которого составляла 5 mm. Скорость ударника варьировалась от 146 до 298 m/s. При скоростях нагружения более 250 m/s в материале наблюдалось откольное разрушение. Дальнейшие исследования нагруженных образцов проводились на оптическом микроскопе Axio-Observer-Z1-M после соответствующего химического травления. Во всех образцах средний размер зерна не превышал 65  $\mu\text{m}$ . Проводились измерения количества двойников в трех областях мишени: вблизи нагружаемой поверхности, в центре и вблизи зоны откола. Измерения проводились для двух скоростей ударника 229 и 298 m/s.

### 2.1. Двойникование при скоростях ударника, не приводящих к откольному разрушению

В образцах, нагруженных соударением с тонкой металлической пластиной при скорости ударника 229 m/s, видны многочисленные малые трещины размерами до нескольких десятков микрометров, но не наблюдается откольного разрушения в виде макротрещины, пересекающей всю ширину образца с отделением откольной тарелочки. Вблизи нагружаемой поверхности наблюдается большое количество тонких двойников, пересекающих зерно от границы до границы (рис. 1).

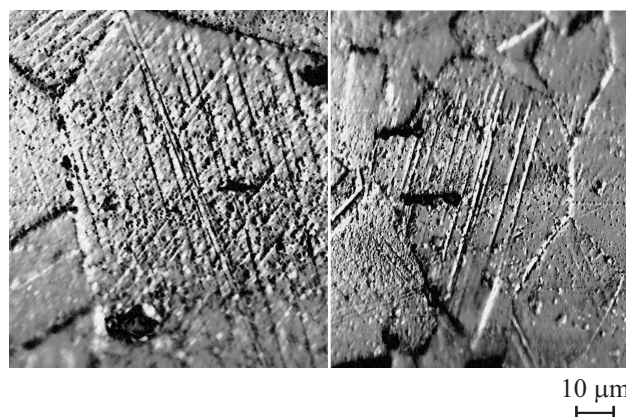
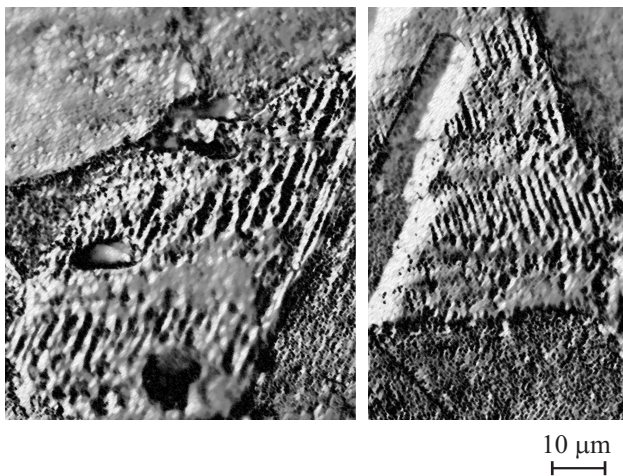
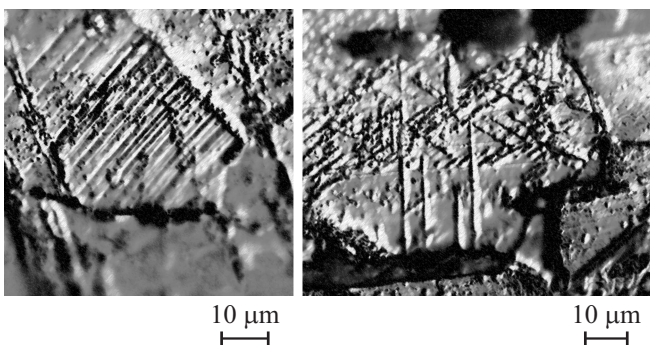


Рис. 1. Двойники вблизи нагружаемой поверхности стальной мишени. Скорость ударника 229 m/s.

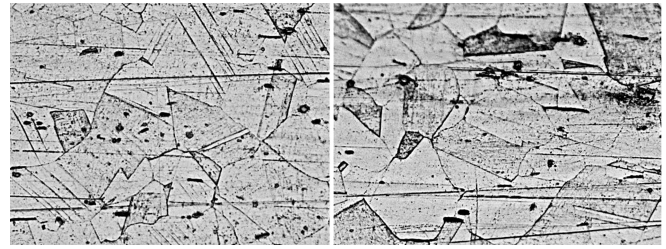
Другая ситуация наблюдается в центре мишени: двойники в тех зернах, где они есть, располагаются плотными группами параллельно друг другу, образуя своеобразные полосы, тянущиеся поперек направления распространения ударной волны от одной границы зерна до противоположной. При этом сами двойники заметно шире, чем двойники у нагружаемой поверхности, и в несколько раз короче последних. Вероятно, это говорит о том, что амплитуды ударной волны оказывается достаточно только для того, чтобы „растянуть“ двойник между дислокационными субграницами, но недостаточно для его прорастания сквозь все зерно. При этом двойники существенно вырастают в ширину (рис. 2). В среднем объемная плотность двойников здесь меньше, чем у нагружаемой поверхности, так как многие зерна оказываются свободными от двойников. В зоне откола наблюдаются достаточно сложная картина и больше количество двойников. Часть из них пересекают зерно целиком, но многие образуют довольно сложные сетки, где двойники располагаются перпендикулярно друг другу (рис. 3). Вероятно, такая разнонаправленность образующихся двойников связана с большой неоднородностью напряжений в зоне откола. Сам откол при таких скоростях ударника реализуется как большое количество



**Рис. 2.** Двойники в центре стальной мишени. Скорость ударника 229 м/с.



**Рис. 3.** Двойники в зоне откольного разрушения стальной мишени. Скорость ударника 229 м/с.



**Рис. 4.** Образцы стали 12Х18Н10Т после ударного нагружения со скоростью ударника 298 м/с. Слева фотография области вблизи нагружаемой поверхности, справа — в центре мишени.

макроскопических трещин, сосредоточенных в узкой области вблизи тыльной поверхности мишени.

## 2.2. Двойникование при наличии откольного разрушения

При скорости ударника 298 м/с вблизи тыльной поверхности мишени образуется широкая откольная щель. У нагружаемой поверхности и в зоне откола наблюдается большая объемная доля двойников. В центре мишени объемная доля двойников оказывается на порядки меньшей (рис. 4). Таким образом, экспериментальные исследования ударно нагруженных образцов говорят о том, что максимальное количество двойников наблюдается вблизи нагружаемой поверхности и в зоне откола вблизи тыльной поверхности мишени. В центре мишени их заметно (при наличии откола — на порядки) меньше, и эта разница, по-видимому, увеличивается с увеличением амплитуды ударной волны.

## 3. Модель пластической деформации

Для численного описания процесса деформации материала при ударно-волновом нагружении и сопутствующего изменения его дефектной структуры необходимо предложить модель пластичности, учитывающую основные механизмы, ответственные за появление пластической деформации. Основными носителями пластической деформации в большинстве металлов являются дислокации [16]. Модель дислокационной пластичности, включающая уравнения для динамики и кинетики дислокаций, была предложена в работах [13,22]. При пониженных температурах и повышенных скоростях деформации для многих металлов альтернативным дислокационному скольжению становится механизм двойникования материала [17,23]. Основным параметром, определяющим склонность материала к двойникованию и критическое напряжение, при превышении которого оно имеет место, является энергия дефекта упаковки  $\gamma_{SF}$ . Склонными к двойникованию оказываются металлы, имеющие низкие значения  $\gamma_{SF}$  — менее  $100 \text{ мДж/м}^2$ , примерами являются различные стали, а также медь, серебро, никель и их сплавы. Существуют два основных подхода к описанию процесса двойникования: первый из них подразумевает

появление зародышей критического размера и их последующий рост, подобный мартенситному превращению; второй основывается на представлениях о зарождении набора частичных дислокаций и их кооперативного скольжения. Зарождение двойника тогда может быть описано из энергетических соображений, как образование дефекта упаковки заданных критических размеров, а последующий его рост — как движение частичных двойникообразующих дислокаций.

Обозначим за  $N_{TW}$  количество подвижных двойников в единице объема. Предположим, что канал пластической деформации, связанный с двойникованием, активизируется, когда дислокационный канал пластичности становится неэффективным. О справедливости данного предположения свидетельствует то, что двойники экспериментально наблюдаются обычно в тех условиях, когда дислокационная пластичность подавлена. Эффективность дислокационного канала ограничена взаимной аннигиляцией дислокаций [22], которая ограничивает их скалярную плотность. Часть энергии пластической деформации тратится на образование дефектов [24,25], но в условиях активной аннигиляции эта энергия больше не может закачиваться в дислокационную подсистему, следовательно, должна тратиться на образование других дефектов — двойников. В соответствии со сказанным скорость образования двойников можно выразить через энергию, высвобождаемую при аннигиляции дислокаций, т.е. через скорость их аннигиляции:  $\dot{N}_{TW}^+ = (\varepsilon_D \dot{\rho}_D^{anh}) / (4\pi R_0^2 \gamma_{SF})$ , где  $\dot{\rho}_D^{anh}$  — скорость аннигиляции дислокаций на единицу объема,  $\varepsilon_D \approx 8 \text{ eV}/b$  — энергия единицы длины дислокационной линии [24],  $b$  — модуль вектора Бюргера,  $R_0$  — размер „зародыша“. В уравнении для  $N_{TW}$  нужно также учесть процессы „закрепления“ растущих двойников при их распространении до дислокационных субграниц, границ других двойников или границ зерен. Скорость закрепления двойников на единицу объема запишем как  $\dot{N}_{TW} = N_{TW} |\dot{R}| (\Delta^{-1} + d^{-1})$ , где  $\dot{R}$  — скорость роста двойника,  $d$  — размер зерна материала. Расстояние между двойниками  $\Delta$  можно выразить через их объемную долю  $\alpha_{TW}$  как  $\Delta = h(1 - \alpha_{TW})/\alpha_{TW}$ ,  $h$  — толщина двойника [23]. Полную скорость изменения находим как  $\dot{N}_{TW} = \dot{N}_{TW}^+ - \dot{N}_{TW}^-$ , в результате

$$\dot{N}_{TW} = \frac{\varepsilon_D \dot{\rho}_D^{anh}}{4\pi R_0^2 \gamma_{SF}} - N_{TW} |\dot{R}| \left( \frac{1}{\Delta} + \frac{1}{d} \right). \quad (2)$$

Количество дислокаций, аннигилирующих в единице объема в соответствии с [22,26], может быть представлено в виде

$$\dot{\rho}_D^{anh} = k_\alpha b |V_D| \rho_D^2 + \rho_D |V_D| / d, \quad (3)$$

где  $k_\alpha$  — постоянная аннигиляции дислокаций [22],  $V_D$  — скорость дислокаций,  $\rho_D$  — скалярная плотность дислокаций.

Для того чтобы записать уравнение роста двойника, можно воспользоваться классическим подходом [16],

рассматриваемым двойник как „квазиупругое“ образование. Существуют две стадии роста двойников. Стадия его квазиупругого роста, когда при перемене знака действующих напряжений двойник „схлопывается“, что действительно наблюдается экспериментально. И стадия закрепления двойника, когда граница растущего двойника достигает другой субграницы, в результате чего он на ней „закрепляется“ и далее не растет. Этот подход позволяет описать как рост двойников, так и раздвойникование материала.

Упругая энергия двойника в поле внешних сил может быть записана как  $U_{TW} = \gamma_{SF} S_{TW} - \sigma_\tau \varepsilon_{TW} V_{TW}$ , где  $S_{TW} \approx 2\pi R^2$  — площадь границы между двойником и окружающим материалом,  $R$  — текущий радиус двойника,  $\sigma_\tau$  — касательные напряжения,  $\varepsilon_{TW}$  — сдвиговая деформация внутри двойника (для ГЦК-металлов  $\varepsilon_{TW} = 1/\sqrt{2}$ ),  $V_{TW} = \pi R^3 r$  — объем двойника, где введено аспектное отношение  $r = h/R \approx 10^{-3}$  [27], которое будем считать постоянным в процессе роста двойника. Дифференцируя энергию  $U_{TW}$  по радиусу двойника  $R$ , получим силу, которая бы действовала на неподвижный двойник в идеальном кристалле:

$$F = 3\pi r \sigma_\tau \varepsilon_{TW} R^2 - 4\pi \gamma_{SF} R. \quad (4)$$

Это обобщенная сила, соответствующая обобщенной координате  $R$ , т.е. вызывает рост (схлопывание) двойника. Первое слагаемое в правой части (4) учитывает действие сдвиговых напряжений, второе — силу „поверхностного натяжения“, определяемую величиной энергии дефекта упаковки. Двойник растет, если выполняется условие  $F > 0$ . Необходимое для этого напряжение (для меди  $\gamma_{SF} = 56 \text{ mJ}/\text{m}^2$ ) составляет  $\sigma_\tau > 4\sqrt{2}\gamma_{SF}/3rR \sim 200 \text{ МПа}$ , что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Двойник растет за счет движения частичных дислокаций Шокли, которые тормозятся силой фоннного трения, которая по аналогии с полными дислокациями [13] имеет вид

$$F_{fr} = \frac{B_{fr}^{(p)} \dot{R}}{\left(1 - (\dot{R}/c_t)^2\right)^{3/2}} L_D, \quad (5)$$

где  $B_{fr}^{(p)}$  — коэффициент фоннного трения частичной дислокации,  $L_D = \pi R^2 r / b$  — полная длина двойникообразующих дислокаций на один двойник,  $c_t$  — поперечная скорость звука. Кроме того, движению дислокаций припятствуют силы со стороны упругого поля других дефектов, которые запишем в виде тэйлоровского закона упрочения:  $F_\rho = \alpha G b \sqrt{\rho_D}$ . Условие роста двойника с учетом этих сил имеет вид  $F - F_{fr} - F_\rho > 0$  или в стационарном режиме ( $\dot{R} = 0$ ):

$$\frac{B_{fr}^{(p)} \dot{R}}{\left(1 - (\dot{R}/c_t)^2\right)^{3/2}} \frac{\pi R^2 r}{b} = 3\pi r \sigma_\tau \varepsilon_{TW} R^2 - 4\pi \gamma_{SE} R - \alpha G b \sqrt{\rho_D}, \quad (6)$$

точка означает производную по времени.

Для описания релаксации напряжений при двойниковании можно воспользоваться известным фактом, что двойники в ГЦК-металлах создают макроскопическую деформацию  $\varepsilon_{TW} = 1/\sqrt{2}$ . Тогда измерение пластической деформации, связанной с двойникованием, можно записать как

$$\dot{\omega}^{tw} = \alpha_{TW} \varepsilon_{TW}, \quad (7)$$

где  $\alpha_{TW} = \pi h R^3 N_{TW}$  — объемная доля двойников.

Для определения основного параметра модели — энергии дефекта упаковки в сталях и сплавах — можно воспользоваться известными моделями [28]. В рамках модели [29], наиболее подходящей для описания интересующей нас стали 12Х18Н10Т и хорошо коррелирующей с различными экспериментальными данными [30], энергия дефекта упаковки вычисляется как

$$\begin{aligned} \gamma_{SF} = & 764.2 - 302.6\%C - 30.6\%Mn - 16.6\%Ni \\ & - 8.9\%Cr + 2.4\%Mo - 11.3\%Cu + 8.58\%Co \\ & + 7.4\%W - 14.5\%Si \end{aligned} \quad (8)$$

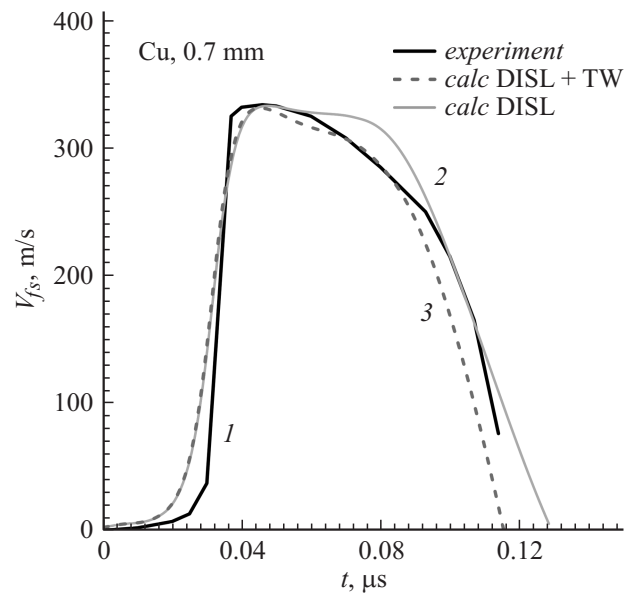
и составляет порядка  $9 \text{ mJ/m}^2$ .

#### 4. Численное моделирование упрочнения материала при ударно-волновом нагружении

Для верификации предложенной модели пластичности были проведены расчеты распространения ударных волн в образцах меди и стали 12Х18Н10Т. Сравнение носит скорее качественный характер, но при этом демонстрирует, что предложенная модель правильно описывает вклад двойникования в пластичность этих металлов при их высокоскоростном нагружении. При численном исследовании ударно-волновых воздействий изложенная в предыдущем разделе модель двойникования использовалась совместно с моделью дислокационной пластичности [13,22], которая позволяет определить скорость аннигиляции дислокаций (3). При одноосной деформации, возникающей в результате плоского удара, максимальные касательные напряжения  $\sigma_\tau$  и пластическая деформация, связанная с двойникованием (7), ориентированы под углом  $45^\circ$  к поверхности образцов. В расчетах использовалось усредненное по всем подвижным двойникам значение радиуса  $R$ . В одномерной постановке решалась система уравнений механики сплошной среды [31] и применялся полуаналитический метод интегрирования уравнений движения [32]. При моделировании термодинамических свойств материалов использовались широкодиапазонные уравнения состояния [33]. Для описания откольного разрушения использовалась модель [34].

##### 4.1. Исследование структуры волны напряжения

Были приведены расчеты распространения ударных волн в тонких медных пластинках. Волна напряжений

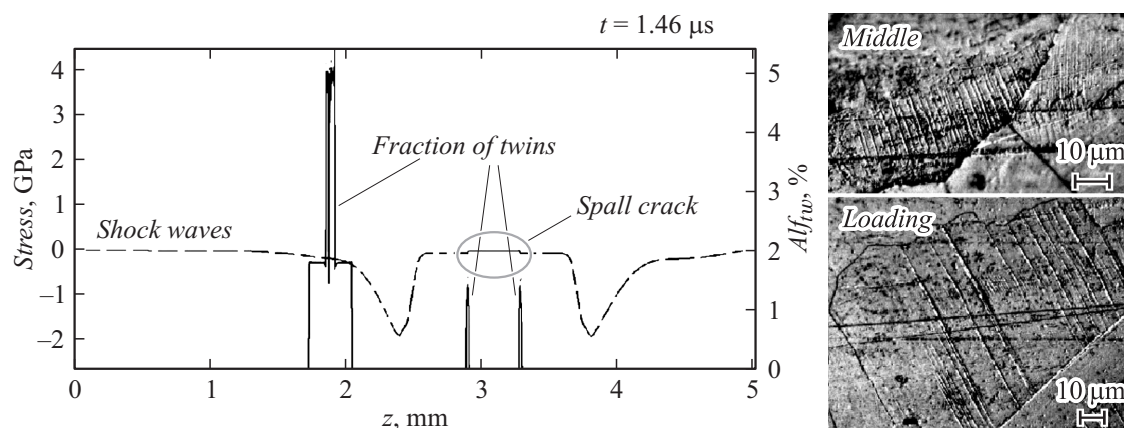


**Рис. 5.** Скорость тыльной поверхности мишени в зависимости от времени, отражающая структуру волны напряжений в меди. 1 — эксперимент, 2 — („DISL“) — расчеты с учетом только дислокационной пластичности, 3 — („DISL + T“) — учет скольжения дислокаций и двойникования.

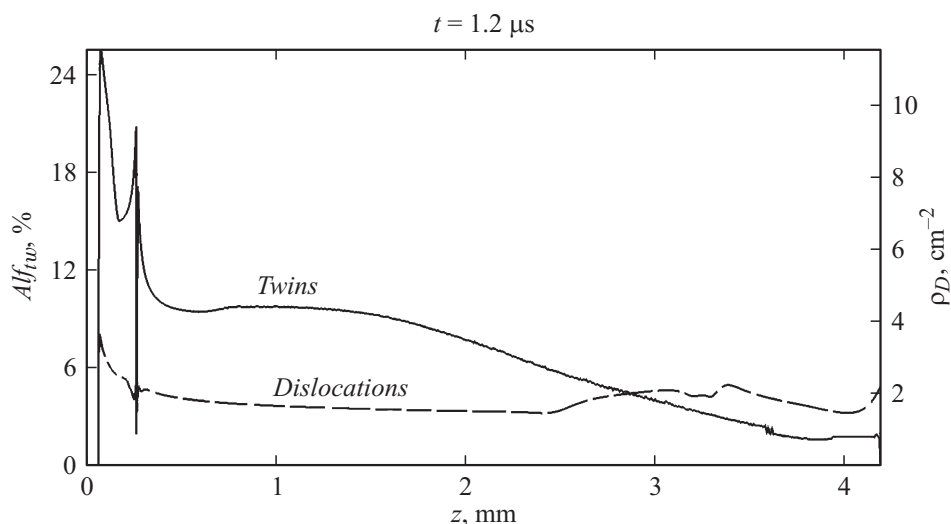
иницировалась ударом алюминиевой пластины ударника по медной пластинке-мишени со скоростью  $560 \text{ m/s}$ . Строился профиль скорости тыльной поверхности мишени как функция времени. Выход ударной волны на тыльную поверхность вызывает ее движение, причем зависимость скорости тыльной поверхности от времени содержит все элементы, повторяющие структуру ударной волны [35]. Эта зависимость сравнивалась с экспериментально наблюдаемой [36]. С использованием предложенной модели двойникования удалось более корректно описать профиль волны напряжений, наблюдаемый в экспериментах (рис. 5), и учесть, что наличие двойников в металле приводит к изменению (сглаживанию) профиля волны разрежения, следующей за ударной волной, что не описывается только наличием в материале дислокаций. На рис. 5 жирная сплошная линия — экспериментальные данные, светлая сплошная — типичный профиль ударной волны при учете только дислокационного скольжения и штриховая линия соответствуют совместному учету механизмов дислокационного скольжения и двойникования. Таким образом, предложенная модель двойникования позволяет улучшить описание динамического отклика материалов на интенсивное внешнее воздействие.

##### 4.2. Распределение двойников в медных мишенях и стали 12Х18Н10Т

Можно качественно сопоставить распределение объемной доли двойников в подвергнутых ударно-волновому нагружению образцах стали и меди с экспериментально установленными закономерностями (разд. 2).



**Рис. 6.** Распределение объемной доли двойников по толщине мишени и фотографии двойников вблизи нагружаемой поверхности („Loading“) и в центре образца („Middle“).



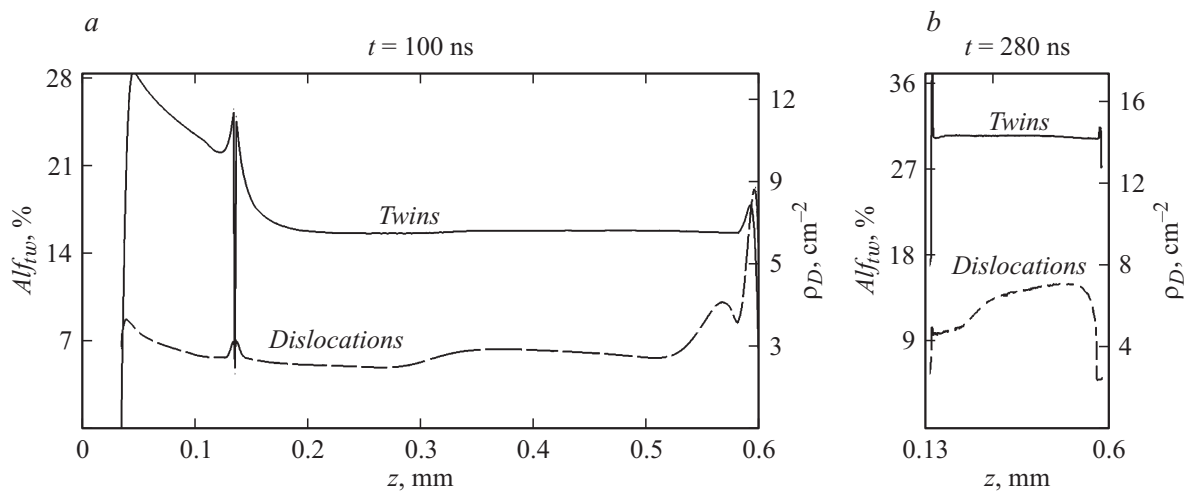
**Рис. 7.** Распределение объемной доли двойников („Twins“) и скалярной плотности дислокации („Dislocations“) вдоль образца толщиной 4 mm. Медный ударник толщиной 0.2 mm налетает на медную мишень толщиной 3.8 mm со скоростью 1500 m/s.

Результаты моделирования показывают, что плотность двойников скачком увеличивается сразу за фронтом ударной волны. Чем выше амплитуда ударной волны, тем выше плотность генерируемых ей двойников. Ударная волна с амплитудой порядка 25 GPa создает в меди объемную долю двойников около 10%, что качественно соответствует экспериментально наблюдаемым величинам [6]. В стали 12X18H10T моделирование дает картину распределения двойников, очень похожую на наблюдаемую экспериментально (рис. 6). Самая большая объемная доля двойников наблюдается вблизи нагружаемой поверхности, в зоне откола она также существенна, но меньше, чем вблизи нагружаемой поверхности, а в центральной области мишени она меньше уже на порядки. При этом двойники располагаются практически симметрично как относительно плоскости соударения, так и откольной щели. Таким образом, предложенная модель двойникового деформирования корректно описывает релаксацию напряжений, связанную с образованием новых двойни-

ков, и характер итогового распределения двойников по объему мишени.

#### 4.3. Распределение двойников и дислокаций при разной толщине медных мишеней

Используя модель дислокационной пластичности [13] и двойникового деформирования (2)–(6), можно описать распределение двойников и дислокаций по объему образца, подвергнутого ударному нагружению, что при заданном среднем размере зерна, согласно (1), дает нам распределение сдвиговой прочности по длине материала. На рис. 7 представлено распределение скалярной плотности дислокаций в единицах  $10^9 \text{ cm}^{-2}$  (правая шкала) и объемной доли двойников в процентах, образующихся при прохождении мощной ударной волны в мишени толщиной 3.8 mm при ее соударении с медным ударником толщиной 2 mm, налетающим на скорости 1500 m/s. Вверху рисунков указан соответствующий им момент време-



**Рис. 8.** Распределение объемной доли двойников („Twins“) и скалярной плотности дислокаций („Dislocations“) вдоль образца толщиной 0.6 mm после его однократного прохождения ударной волной (a) и после ее отражения от тыльной поверхности мишени (b). Медный ударник толщиной 0.1 mm налетает на медную мишень толщиной 0.5 mm со скоростью 1500 m/s.

ни после начала деформации. Видно, что наибольшая доля двойников запасается вблизи области соударения. Отраженная от тыльной поверхности ударная волна несколько увеличивает плотность дислокаций вблизи нее, но уже никак не влияет на плотность двойников, которая монотонно уменьшается с увеличением расстояния от места соударения. Совершенно иная картина наблюдается в тонких мишенях, где амплитуда ударной волны не успевает значительно уменьшиться до ее отражения от тыльной поверхности мишени. В первые 100 ns распределение дислокаций и двойников в большей части материала однородно (рис. 8, a). Но при отражении ударной волны происходит существенное увеличение плотности дислокаций и объемной доли двойников вблизи тыльной поверхности мишени. После отражения от тыльной поверхности ударная волна достаточно быстро затухает, формируя сильно неоднородное распределение плотности дислокаций, а значит, и прочности материала. Объемная плотность двойников в итоге оказывается более однородной, чем плотность дислокаций в материале (рис. 8, b). Полученные результаты говорят о том, что учет неоднородности распределения объемной плотности двойников по толщине мишени важен в толстых пластинах, а в пластинах толщиной менее 1 mm при скоростях ударника, не приводящих к откольному разрушению, им можно пренебречь.

## Заключение

Проведенное исследование двойников в стали с низкой энергией дефекта упаковки 12Х18Н10Т после ударно-волнового нагружения выявило различный вид двойников, наблюдаемых в разных частях мишени при умеренных скоростях нагружения до 250 m/s (не приводящих к откольному разрушению с отделением откольной тарелочки), и крайне неоднородное их распределение при более высоких скоростях нагружения.

Полученные экспериментальные результаты позволили провести качественную верификацию предложенной теоретической модели двойникового, показано также, что учет двойникового в рамках предложенной модели позволяет улучшить качество описания динамического отклика материалов. Наиболее плодотворным подходом для количественного теоретического описания двойникового является рассмотрение образования двойника как процесса зарождения и движения набора частичных дислокаций Шокли, которые переориентируют кристаллическую решетку в новую „двойниковую“ конфигурацию. В такой постановке процесс двойникового целиком определяется энергией дефекта упаковки, скоростью диссипации энергии при движении частичных дислокаций, а также характерными размерами дефектной подструктуры, между которыми двойник может закрепиться. Динамический рост двойников может быть описан в рамках модели квазиупругого роста как коллективное движение частичных двойниковых дислокаций и в терминах теории дислокаций [13,26]. Наиболее сложным является вопрос о кинетике зарождения новых зародышей двойников. Один из возможных ответов на него может быть дан с точки зрения перераспределения энергии, диссипирующей в материале в процессе пластической деформации за счет скольжения дислокаций. Эта энергия может быть взята за меру интенсивности двойникового. Такой подход при учете только энергии дефекта упаковки позволяет получать объемные доли двойников, соответствующие экспериментальным данным, и описывать распределение их количества по объему материала. В то же время приведенные в работе экспериментальные данные говорят о том, что для более точного описания процесса двойникового необходимо вместе с возможностью закрепления двойников на дефектных субграницах внутри зерен также учитывать увеличение их ширины после такого „закрепления“. Кроме того, двойники распространяются в направлении

прохождения ударной волны, но по различно ориентированным плоскостям двойникования. Особенно это заметно в области сложного распределения напряжений, такой как зона откола, где наблюдается двойникование по различным, в том числе перпендикулярным, плоскостям. Поэтому для более корректного описания требуется также учет различных плоскостей двойникования и усреднение по различным ориентациям зерен поликристалла. Эти эффекты, однако, могут быть опущены в первом приближении при описании распределения объемной доли двойников после сильных динамических воздействий, что и было сделано в настоящей работе. Численные исследования двойникования и эволюции ансамбля дислокаций при прохождении ударной волны в меди демонстрируют более однородное распределение дислокаций в достаточно толстых мишенях (несколько миллиметров толщиной) и, напротив, однородное распределение двойников в тонких, толщиной до одного миллиметра.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 12–02–31375 и 13–01–00335а, и Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.B37.21.0384.

## Список литературы

- [1] Valiev R.Z., Islamgaliev R.K., Alexandrov I.V. // Prog. Mat. Sci. 2000. Vol. 45. N 2. P. 103–189.
- [2] Шорохов Е.В., Жиглев И.Н., Хомская И.В., Бродова И.Г., Зельдович В.И., Гундеров Д.В., Фролова Н.Ю., Гуров А.А., Оглезнева Н.П., Ширинкина И.Г., Хейфец А.Э., Астафьев В.В. // Деформация и разрушение материалов. 2009. № 2. С. 36–41.
- [3] Атрошенко С.А., Мецераков Ю.И., Нестерова Е.В., Рыбин В.В. // ФММ. 1993. Т. 75. Вып. 4. С. 136–150.
- [4] Mesheryakov Yu.I., Divakov A.K., Zhigacheva N.I., Makarevich I.P., Barakhtin B.K. // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 78. P. 064 301–064 317.
- [5] Raab G.J., Valiev R.Z., Lowe T.C., Zhu Y.T. // Mat. Sci. Eng. A. 2004. Vol. 382. N 1–2. P. 30–34.
- [6] Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов / Под ред. М.А. Мейерса, Л.Е. Мурра. М.: Металлургия, 1984. 512 с.
- [7] Бородин И.Н., Майер А.Е. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 8. С. 76–80.
- [8] Шорохов Е.В., Жиглев И.Н., Валиев Р.З. Способ динамической обработки материалов. Патент № 22 83717 РФ. БИ Полезные модели. 2006. № 26. С. 64.
- [9] Armstrong R.W., Walley S.M. // Int. Mat. Rev. 2008. Vol. 3. N 3. P. 105–128.
- [10] Гуткин М.Ю., Овидько И.А. // Успехи механики. 2003. Т. 2. № 1. С. 68–125.
- [11] Wolf D., Yamakov V., Phillpot S.R., Mukherjee A., Gleiter H. // Acta Mater. 2005. Vol. 53. P. 1–40.
- [12] Froese K.G., Derlet P.M., Swygenhoven H.V. // Acta Mater. 2004. Vol. 52. P. 5863–5870.
- [13] Mayer A.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R., Mayer P.N. // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 113. N 19. P. 193 508–193 515.
- [14] Mayer A.E., Borodin E.N., Mayer P.N. // Int. J. Plast. 2013. Vol. 51. P. 188–199.
- [15] Borodin E.N., Mayer A.E. // Mat. Sci. Eng. A. 2012. Vol. 532. P. 245–248.
- [16] Meyers M.A., Chawla K.K. Mechanical behavior of materials. NY: Cambridge University Press, 2009. 856 p.
- [17] Allia S., Chateau J.-P., Bouaziz O. // Mater. Sci. Eng. A. 2004. Vol. 387–389. P. 143–147.
- [18] Meyers M.A. Dynamic behavior of materials. NY: John Wiley & Sons, 1994. 448 p.
- [19] Meyers M.A., Vohringer O., Lubarda V.A. // Acta Mater. 2001. Vol. 49. P. 4025–4039.
- [20] Атрошенко С.А. // Химическая физика. 2002. Т. 21. № 9. С. 93–99.
- [21] Mesheryakov Yu.I., Divakov A.K. // Dymat J. 1994. Vol. 1. N 4. P. 271–287.
- [22] Krasnikov V.S., Mayer A.F., Yalovets A.P. // Int. J. Plast. 2011. Vol. 27. N 8. P. 1294–1308.
- [23] Christian J.W., Mahjan S. // Prog. Mat. Sci. 1995. Vol. 39. P. 1–157.
- [24] Куммель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: УРСС, 1963. 696 с.
- [25] Плехов О.А., Наймарк О.Б., Saintier N., Palin-Luc T. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 8. С. 56–61.
- [26] Бородин И.Н., Майер А.Е. // ФТТ. 2012. Т. 54. Вып. 4. С. 759–766.
- [27] Косевич А.М., Бойко В.С. // УФН. 1971. Т. 104. Вып. 2. С. 201–254.
- [28] Lo K.H., Shek C.H., Lai J.K.L. // Mater. Sci. Eng. R. 2009. Vol. 65. P. 39–104.
- [29] Cardevila C., Caballero F.G., Garcia de Andres C. // SIJ Internationa. 2002. Vol. 42. P. 894–902.
- [30] Caballero F.G., Alvarez L.F., Capdevila C., de Andres C.G. // Scripta Mater. 2003. Vol. 49. N 4. P. 315–320.
- [31] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Теория упругости. Т. VII. М.: Наука, 2003. 264 с.
- [32] Яловец А.П. // ПМТФ. 1997. Т. 38. № 1. С. 151–166.
- [33] Колгатин С.Н., Хачатурьянц А.В. // ТВТ. 1982. Вып. 20. № 3. С. 447–451.
- [34] Mayer A.E., Krasnikov V.S. // Eng. Fract. Mech. 2011. Vol. 78. N 6. P. 1306–1316.
- [35] Канель Г.И., Фортвов В.Е., Розоренов С.В. // УФН. 2007. Т. 177. Вып. 8. С. 809–830.
- [36] Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V., Fortov V.E. Experimental profiles of shock waves in condensed substances. M. FIZMATLIT, 2008.