

## Динамическая пластичность и прочность структурно-неоднородных материалов

Ю.И. Мещеряков

Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, 199178, Россия

С позиций мезомеханики проведен детальный анализ экспериментальных данных по ударному нагружению различных материалов. Показано, что в зависимости от условий структурообразования и подвижности мезоструктуры динамический отклик материала на ударное нагружение реализуется в виде двуволнового упругопластического профиля, состоящего из упругого предвестника и пластического фронта, трехволнового профиля с двумя пластическими фронтами, соответствующими мезоуровню-1 и мезоуровню-2, а также осциллирующего многоволнового профиля. Предложена двухуровневая модель распространения одномерной упругопластической волны в гетерогенной среде. Макроскопические уравнения баланса импульса и массы замыкаются кинетическим уравнением для функции распределения мезочастиц по скоростям. Показано, что главным критерием, определяющим процесс перехода от гомогенного пластического деформирования к неоднородному деформированию, является величина отношения скорости изменения дисперсии к среднему ускорению.

## Dynamic plasticity and strength of heterogeneous materials

Yu.I. Mescheryakov

Institute of Mechanical Engineering Problems RAS, St. Petersburg, 199178, Russia

Experimental data on shock loading of different materials are analyzed in detail from the standpoint of mesomechanics. It is shown that depending on the conditions of structure formation and mobility of the mesostructure the dynamic response of the material to shock loading occurs in the form of (i) a two-wave elastic-plastic profile consisting of an elastic precursor and plastic front, (ii) three-wave profile with two plastic fronts corresponding to the mesolevel-1 and mesolevel-2, and (iii) oscillating multi-wave profile. A two-level model of propagation of a 1D elastic-plastic wave in a heterogeneous medium is proposed. Macroscopic impulse and mass balance equations are closed by a kinetic equation for the velocity distribution function of mesoparticles. The major criterion determining the transition from homogeneous plastic deformation to inhomogeneous one is shown to be the ratio of dispersion rate to average acceleration.

### 1. Введение

Одним из ключевых моментов в исследовании процессов динамического деформирования материалов является изучение перехода от однородной к неоднородной деформации. Согласно современным представлениям физики пластичности, в деформируемом теле существует иерархия структурных уровней. Первоначально мезоскопические эффекты рассматривались в форме новых дефектов структуры как результат коллективизации дислокаций, которая имеет место при больших пластических деформациях [1–3]. Дальнейшее развитие мезомеханики показывает, что зарождение мезоструктур в процессе квазистатического деформирования твердого тела имеет место не только при больших пластических деформациях, но и в нелинейной области упругого де-

формирования. Современная теория микродеформаций [4], базирующаяся на точном решении нелинейного уравнения синус-Гельмгольца, предсказывает неустойчивость кристаллической решетки, подвергнутой сдвиговым деформациям в нелинейно-упругой области, в результате чего зарождаются такие структуры, как мезоротации, полосы локализованного сдвига и их комбинации. Эти крупномасштабные структуры возникают задолго до того, как произойдет переход к макроскопической пластичности. Если градиенты деформации не превосходят некоторой критической величины, эти структуры могут исчезнуть при снятии внешнего напряжения, так что на этой стадии процесс зарождения мезоструктуры остается обратимым. При больших градиентах деформации имеет место бифуркационный переход

от упругой к пластической деформации, что приводит к возникновению необратимых мезоструктур в виде мезоротаций, полос сдвига и др., наблюдаемых при структурных исследованиях. В работах школы В.Е. Панина [5] мезоскопический масштабный уровень подразделяют на два подуровня — мезоуровень-1 ( $0.1 \div 10$  мкм) и мезоуровень-2 ( $10 \div 500$  мкм). Этой классификации масштабных уровней мы будем придерживаться в настоящей работе.

В отличие от квазистатики, где под мезочастицами понимаются конкретные дефекты структуры материала, такие как скопления дислокаций, полосы локализованного сдвига, вихревые структуры и другие структурные образования масштаба  $0.1 \div 10$  мкм, в случае динамического деформирования понятие мезочастицы имеет более общий смысл. В последнем случае мезочастицы — это полевые пространственные структуры, единственной отличительной особенностью которых является наличие скоррелированного по скорости движения точек среды. На стадии обратимости время жизни подобных структур определяется продолжительностью процесса динамического деформирования, т.е. до тех пор, пока скорости движения точек среды не равны нулю. При этом каждой мезочастице, как отдельному структурному образованию с одинаковой или близкой скоростью входящих в него материальных точек, присуща своя собственная скорость, так что всегда имеет место разброс мезочастиц по скоростям, обусловленный внутренней стохастичностью процесса динамического деформирования.

Одной из задач мезомеханики, в том числе мезомеханики динамического деформирования, является разработка моделей перехода от микро- и мезопластичности к макропластичности и разрушению материалов. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований в области двухуровневой динамической пластичности и предложена модель динамического деформирования, базирующаяся на этих результатах.

## 2. Дисперсия массовой скорости в стационарных и нестационарных упругопластических волнах

В механике сплошной среды волновой фронт представляется как скачок средней массовой скорости. При этом подразумевается, что все точки волнового фронта имеют одинаковую скорость  $u(t)$ . Современные экспериментальные данные свидетельствуют, что в действительности распространение волнового фронта в динамически деформируемом материале характеризуется двумя важными особенностями, не учитываемыми механикой сплошной среды.

1. Распространение волнового фронта в гетерогенной среде — это процесс, протекающий на нескольких масштабных уровнях.

2. Движение волнового фронта неоднородно в пространстве скоростей.

Эти два утверждения предполагают, что наряду со средней массовой скоростью частиц среды  $u(t)$  имеется разброс частиц по скоростям. Если для структурно-однородного материала вполне достаточной характеристикой динамического отклика является пространственно-временной профиль средней скорости, то в случае структурно-неоднородного материала важной количественной характеристикой является также дисперсия скорости частиц  $D^2(t)$ . При этом на разных масштабных уровнях разброс по скоростям и, следовательно, дисперсия скорости частиц могут быть различными.

В настоящее время имеются убедительные экспериментальные данные, свидетельствующие о том, что процесс зарождения мезоструктур, подобно квазистатическому деформированию [4], происходит уже в упругой области динамического деформирования. В частности, в [6] обнаружено распределение частиц по скоростям на мезоуровне-1 и мезоуровне-2 на упругом предвестнике волны сжатия. В серии экспериментов по ударному нагружению алюминиевого сплава Д-16 скорость свободной поверхности плоских мишеней регистрировали двумя методами — с помощью кварцевых датчиков и с помощью скоростного интерферометра. Результаты испытаний представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, в первом случае по мере увеличения толщины мишени от 2 до 10 мм упругий предвестник затухает от 1.1 до 0.2 ГПа. Во втором случае величина упругого предвестника остается постоянной и равной 0.2 ГПа. Подобная разница в поведении упругого предвестника может быть объяснена только с позиции двухуровневой кинетики мезоструктуры, а именно: разницы во временах установления равновесного распределения частиц по скоростям на мезоуровне-1 и мезоуровне-2. Качественная картина скоростного распределения представлена на рис. 2. Если распределение частиц по ско-

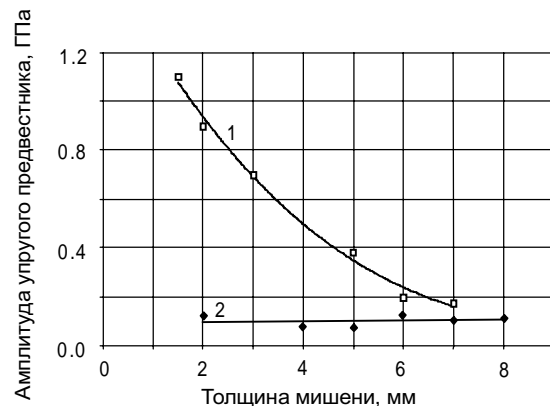


Рис. 1. Затухание упругого предвестника в алюминиевом сплаве Д-16: данные кварцевого датчика (1); данные интерферометра (2)

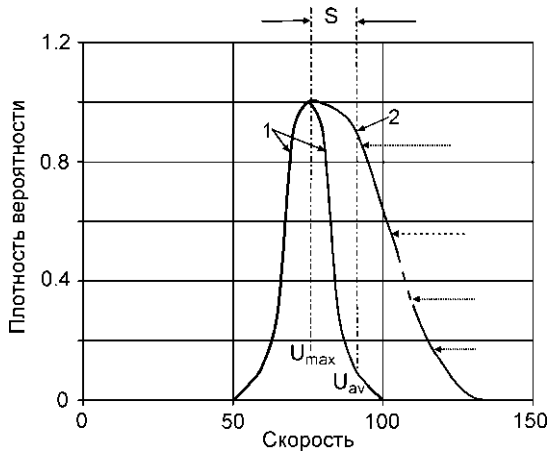


Рис. 2. Функция распределения частиц по скоростям для равновесного (1) и неравновесного распределения (2)

ростям равновесно, оно имеет симметричную (гауссову) форму. При таком распределении среднее значение скорости соответствует установившемуся динамически равновесному значению, которое определяется динамическим пределом текучести материала. При использовании скоростного интерферометра измеряемая скорость соответствует мезоуровню-1, распределение по скоростям для которого становится равновесным на малом расстоянии от нагружаемой поверхности. Для мезоуровня-2 скоростное распределение мезочастиц в тонких мишенях неравновесно. Это распределение несимметрично (имеет положительный эксцесс  $s(t)$ ), так что среднее значение скорости  $\bar{u}$  не совпадает с максимальным значением  $u_{max}$ . При использовании кварцевого датчика измеряемая скорость соответствует мезоуровню-2, скоростное распределение на котором характеризуется значительно большим временем релаксации. В итоге измеряемое кварцевым датчиком значение скорости оказывается больше равновесного  $u = \bar{u} + s(t)$ . По мере распространения упругого предвестника распределение по скоростям на мезоуровне-2 стремится к равновесному, в результате чего  $s(t) \rightarrow 0$  и  $\bar{u} \rightarrow u_{max}$ .

Важным этапом в развитии представлений об ударно-волновом поведении структурно-неоднородных материалов является изучение закономерностей энергообмена между различными масштабными уровнями. В условиях динамического деформирования крупномасштабные флуктуации скорости могут отбирать существенную часть импульса и энергии, передаваемых нагружаемой среде. По своему масштабу указанные флуктуации как раз относятся к мезоскопическому уровню. Как показывают последние эксперименты [7], общепринятое представление о том, что 90 % работы пластического деформирования материала преобразуется в тепло, не соответствует действительности. Установлено, что на временах микросекундного диапазона длительностей нагружения и короче только 30÷35 % этой ра-

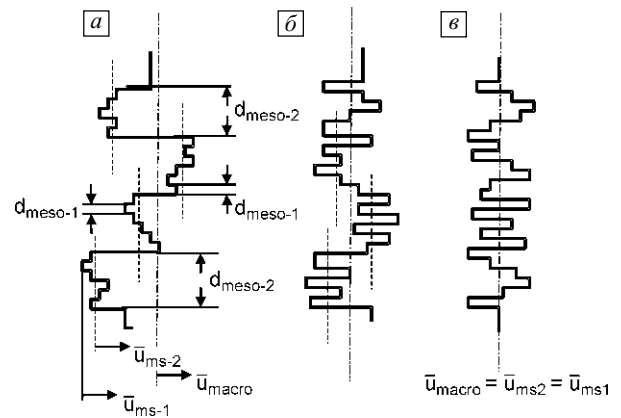


Рис. 3. Пространственно-скоростные конфигурации волновых фронтов для разных соотношений между величинами дисперсии на мезоуровне-1 и мезоуровне-2:  $D_{ms1} < D_{ms2}$  (а);  $D_{ms1} > D_{ms2}$  (б);  $D_{ms1} = D_{ms2}$  (в)

боты преобразуется в тепло, в то время как остальная часть работы расходуется на структурообразование. Движущей силой структурообразования как раз и являются крупномасштабные флуктуации скорости среды, количественной характеристикой которых является дисперсия скорости частиц на мезоуровне. Современные методы диагностики быстротекущих процессов позволяют регистрировать за один акт ударного нагружения не только временной профиль средней скорости частиц среды, но и дисперсию массовой скорости, являющуюся количественной характеристикой разброса частиц по скоростям в ударной волне.

Как показывает эксперимент, дисперсия скорости частиц изменяется вдоль волнового фронта, на котором средняя массовая скорость также изменяется от минимального до максимального значения. Для стационарных волновых фронтов максимального значения дисперсия скорости достигает в середине фронта. Для нестационарных фронтов дисперсия может нарастать вплоть до плато импульса сжатия. В твердом теле время установления равновесия для функции распределения частиц по скоростям много меньше длительности волнового фронта. Так, численное моделирование процесса установления функции распределения по скоростям при ударном нагружении меди М-2 в [8] показало, что функция распределения частиц по скоростям на мезоуровне-1 становится равновесной через 11.5 нс после ударного нагружения со скоростью ударника 250 м/с, что на порядок меньше длительности пластического фронта. Качественная картина изменения распределения частиц по скоростям для стационарного и нестационарного волновых фронтов представлена на рис. 4, 5.

В зависимости от характера взаимодействия мезоуровня-1 и мезоуровня-2 существуют два типа их влияния на макроскопический отклик материала на ударное воздействие. В первом случае мезоуровень-1 и мезоуровень-2 зарождаются и функционируют последова-

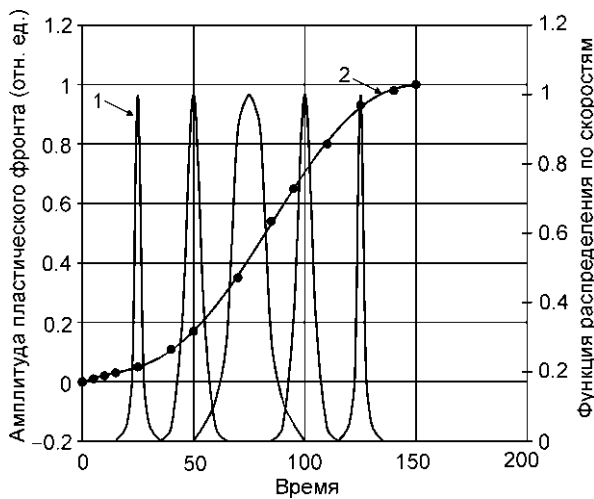


Рис. 4. Изменение функции распределения частиц по скоростям вдоль стационарного волнового фронта

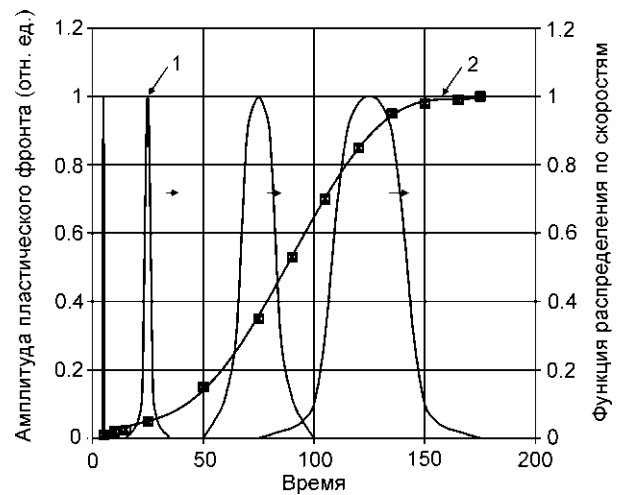


Рис. 5. Изменение функции распределения частиц по скоростям вдоль нестационарного волнового фронта

тельно. Сначала зарождается мезоуровень-1, а затем, по мере исчерпания деформационных способностей материала на этом уровне, зарождается мезоуровень-2. Типичные временные профили средней скорости и дисперсии скорости для стационарной упругопластической волны в материале первого типа на примере стали 38ХНЗМФА представлены на рис. 6. Профиль средней скорости может быть разделен на несколько участков, каждый из которых характеризует определенную стадию динамического отклика материала. Участок  $OA$  — это упругий предвестник,  $AB$  — пластический фронт волны,  $BC$  — переходный участок между пластическим

фронтом и коротким плато  $CD$ . Далее идет новый рост средней скорости  $DE$ , переходящий в плато импульса  $EF$ . Участок  $FG$  — упругая разгрузка на заднем фронте импульса и, наконец,  $GH$  — пластический фронт разгрузки.

Поведение средней скорости на пластическом фронте импульса сжатия  $\bar{u}(t)$  и дисперсии скорости  $D^2(t)$  оказывается взаимосвязанным. Средняя скорость нарастает достаточно круто только до тех пор, пока дисперсия скорости не становится равной нулю. В точке  $B$  пластический фронт начинает плавно переходить в горизонтальное плато и именно этому моменту времени

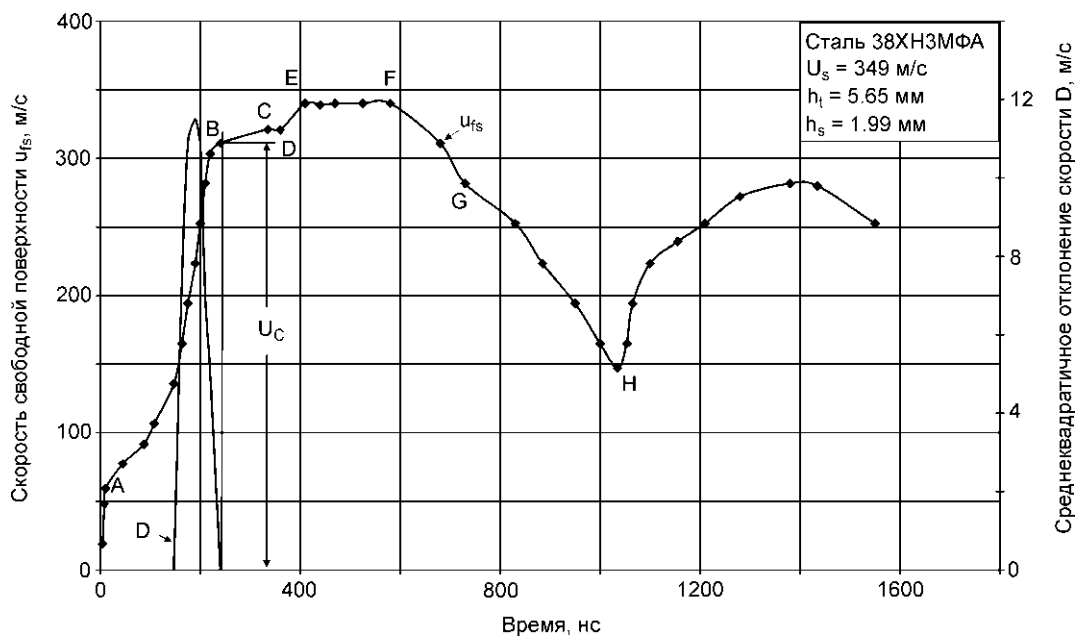


Рис. 6. Временные профили скорости свободной поверхности  $u_{fs}$  и среднеквадратичного отклонения скорости  $D$  для 5 мм мишени из стали 38ХНЗМФА

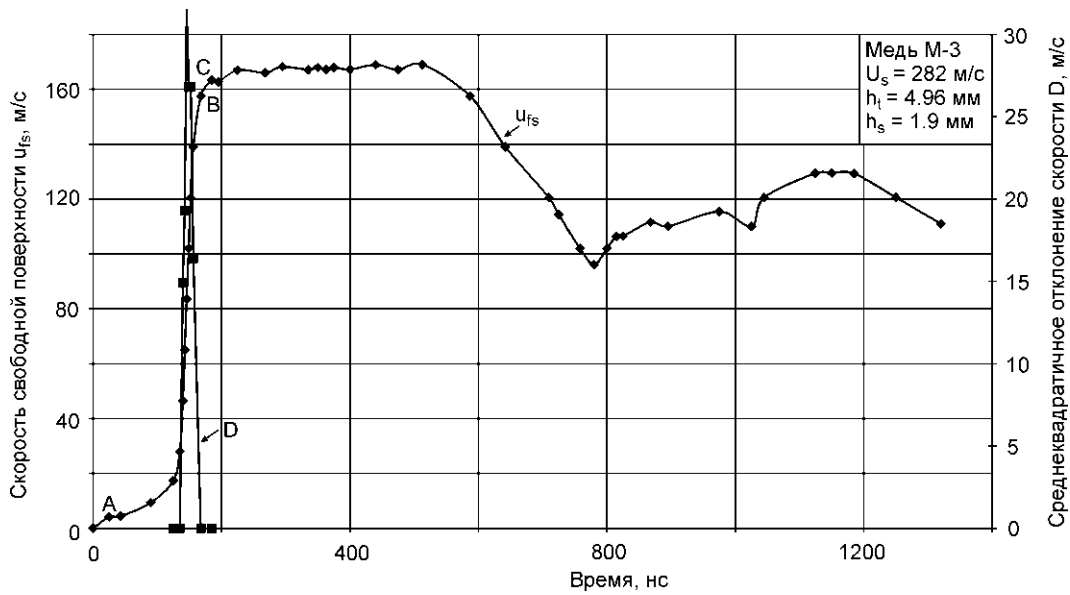


Рис. 7. Временные профили скорости свободной поверхности  $u_{fs}$  и среднеквадратичного отклонения скорости  $D$  для 5 мм мишени из меди М-3

соответствует снижению дисперсии скорости до нуля. В точке  $C$  происходит смена механизма релаксации напряжений, а массовая скорость  $U_C$  или нормальное напряжение, соответствующие этой точке, характеризуют порог перехода с одного структурного уровня динамического деформирования на другой, более крупномасштабный уровень, мезоуровень-2. После не очень продолжительного горизонтального участка  $CD$  вновь

имеет место рост скорости до максимального значения (участок  $DE$ ). Фактически, участок  $DE$  является вторым пластическим фронтом, распространяющимся в материале измененной структурой. Таким образом, вместо двуволновой структуры, состоящей из упругого предвестника и пластического фронта, в материале первого типа отчетливо выявляется наличие трех волновых фронтов — упругого предвестника и двух пластических

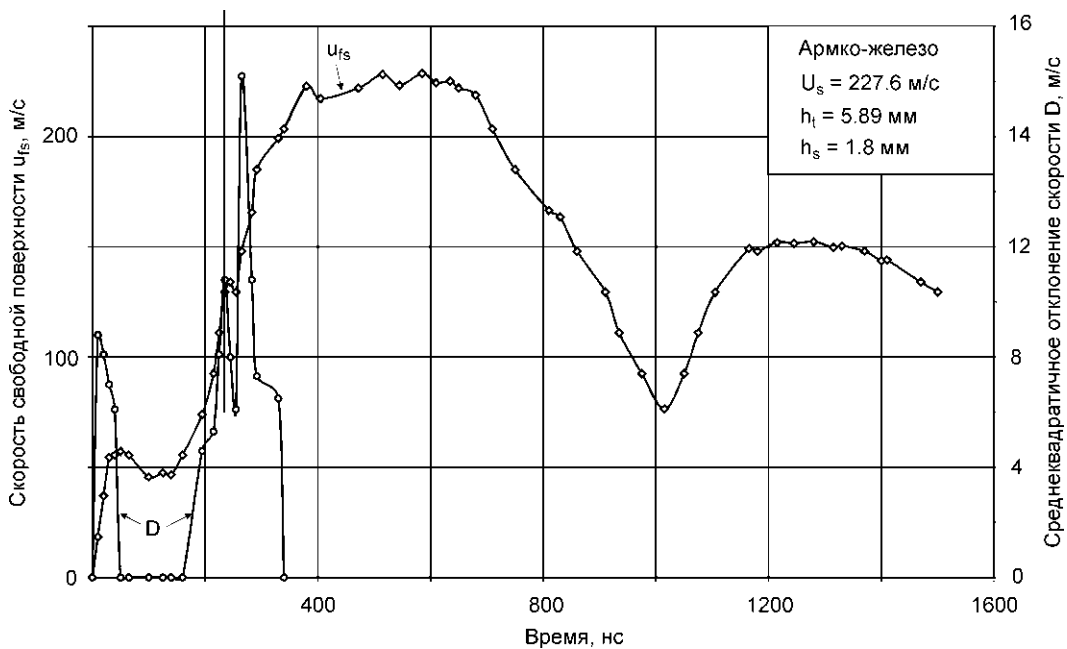


Рис. 8. Временные профили скорости свободной поверхности  $u_{fs}$  и среднеквадратичного отклонения скорости  $D$  для 5 мм мишени из армко-железа

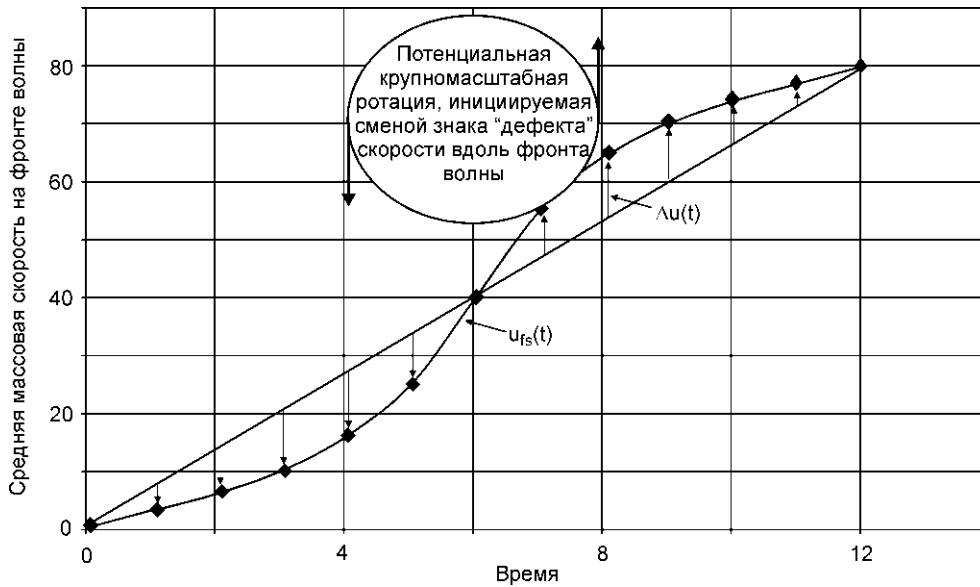


Рис. 9. Изменение профиля скорости вследствие обратимого мезо-макро обмена импульсом

фронтов. Подобная трехволновая структура временного профиля скорости свободной поверхности зарегистрирована для многих металлов, таких как вязкие высокопрочные стали, алюминиевые и титановые сплавы, бериллий и др.

В том случае, если подвижность структуры на мезоуровне-2 достаточно велика, вместо второго пластического фронта на плато импульса сжатия имеет место прерывистая релаксация напряжения. На рис. 7 представлены временные профили средней скорости и дисперсии массовой скорости для плоской мишени из меди М-3, нагруженной при симметричном соударении при скорости ударника 282 м/с. Здесь также дисперсия достигает своего максимального значения в середине пластического фронта. Однако плато импульса имеет явно выраженную осцилляционную структуру, свидетельствующую о прерывистой квазипериодической релаксации напряжения.

До сих пор мы рассматривали динамическое поведение стационарных упругопластических волн для первого типа материала, в котором мезоуровень-1 и мезоуровень-2 участвуют в динамическом деформировании материала последовательно. Рассмотрим теперь динамический отклик на ударное воздействие для материала, в котором оба мезоуровня работают одновременно. Примером такого материала является армо-железо. Временные профили средней скорости и дисперсии массовой скорости 5 мм мишени из армо-железа, нагруженной при скорости ударника 120 м/с, представлены на рис. 8. Здесь также имеется изменение наклона пластического фронта импульса сжатия (точка В), которое в точности соответствует нулевому значению дисперсии скорости частиц на мезоуровне-1 и после

которого следует переходная зона ВС. Прежде всего, отметим, что сам временной профиль скорости свободной поверхности имеет осциллирующий характер. Так как диаметр лазерного пятна интерферометра соответствует мезоуровню-2, осцилляции фронта также соответствуют этому структурному уровню. Наличие осцилляций означает, что непрерывная релаксация внутренних напряжений в армо-железе происходит вдоль всего пластического фронта не только на мезоуровне-1, но и на мезоуровне-2.

### 3. Обмен импульсом и энергией между мезо- и макроуровнями

В соответствии с [9,10], в процессе энергообмена между макроскопическим и мезоскопическим уровнями динамического деформирования происходит непрерывное изменение средней (макроскопической) скорости деформируемой среды. Величина этого изменения  $\Delta u$  (так называемый «дефект скорости») связана с дисперсией скорости следующим соотношением:

$$\Delta u = -\frac{1}{2} \frac{dD^2}{du}. \quad (1)$$

Здесь  $D^2$  — это дисперсия скорости частиц на мезоуровне;  $u$  — средняя (макроскопическая) массовая скорость деформируемой среды. Соотношение (1) утверждает, что изменение средней скорости пропорционально скорости изменения дисперсии. Схематически процесс перекачки импульса с макроуровня на мезоуровень и обратно показан на рис. 9. Величина напряжения здесь определяется уравнением состояния вещества. В течение первой половины пластического фронта происходит передача импульса с макроуровня на мезоуровень ( $\Delta u <$

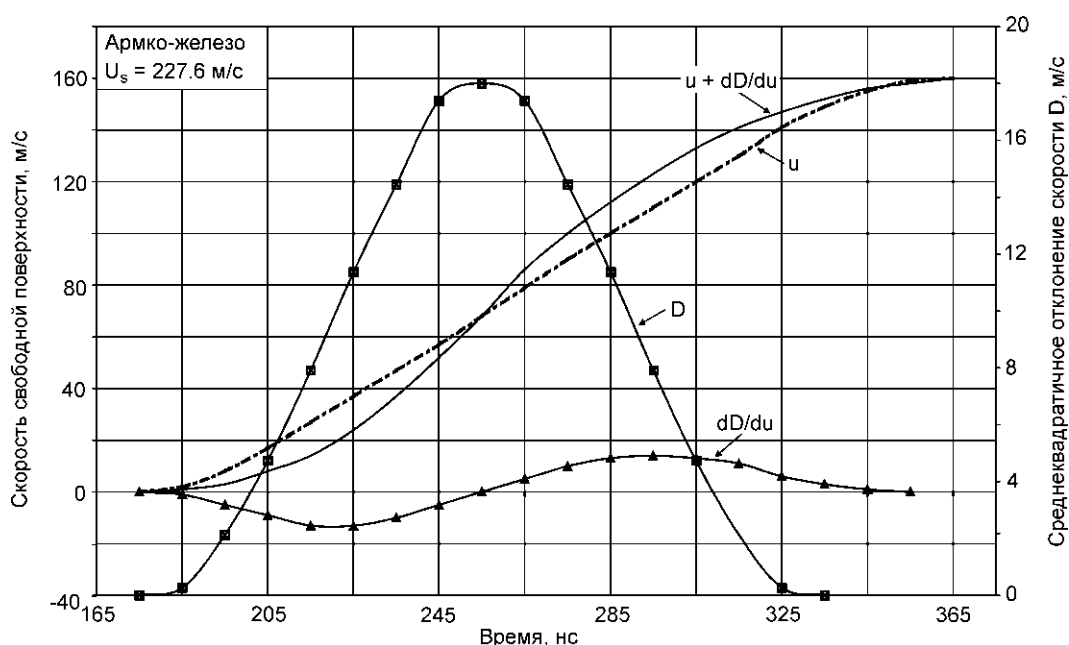


Рис. 10. Временные профили средней скорости и среднеквадратичного отклонения скорости в армко-железе, “очищенные” от осцилляций

$< 0$ ). При этом рост средней скорости на пластическом фронте замедляется, в то время как дисперсия возрастает — идет раскачка крупномасштабных флуктуаций за счет притока импульса и энергии с макроуровня. В течение второй половины фронта происходит обратный процесс — суммарный импульс флуктуаций мезочастиц передается на макроуровень ( $\Delta u > 0$ ). В пренебрежении диссипацией энергии за счет раскачки флуктуаций на атомном уровне (разогрева материала), процесс мезомакро энергообмена на первом участке пластического фронта (участок *AB* на рис. 6) можно считать обратимым. Как только дисперсия перестает изменяться, мезоуровень-1 перестает участвовать в обратимом обмене импульсом и энергией между мезоуровнем-1 и мезоуровнем-2. С этого момента энергия внешнего нагружения необратимо закачивается на более крупномасштабный уровень деформирования, мезоуровень-2.

Как видно из рис. 8, осциллирующий вид присущ не только профилю средней скорости, но и дисперсии скорости. На рис. 10 отделены осциллирующие части сигналов  $\tilde{u}(t)$  и  $\tilde{D}(t)$  от медленно меняющихся вдоль волнового фронта величин  $u(t)$  и  $D(t)$ , а на рис. 11 отдельно даны осциллирующие компоненты профилей  $\tilde{u}(t)$  и  $\tilde{D}(t)$ . Видно, что частота осцилляций для средней скорости ровно в два раза выше частоты осцилляций для дисперсии скорости, что и должно быть, если дисперсия и средняя скорость на фронте волны связаны соотношением (1). Сам факт наличия осцилляций средней скорости говорит о том, что дефект скорости  $\Delta u$  периодически изменяет знак на противоположный. Это, в свою очередь, означает, что функция распределения мезочастиц по скоростям периодически несимметрич-

на, причем знак асимметрии также периодически изменяется (рис. 2). Поскольку асимметрия функции распределения частиц по скоростям является причиной ротационного движения, общая картина движения среды вдоль волнового фронта представляет собой цуг ротационных ячеек, периодически изменяющих направление вращения как это показано на рис. 12.

Соотношение (1) можно представить в следующем виде

$$\Delta u = -D \frac{dD}{dt} \frac{dt}{du} = -D \frac{\dot{D}}{\dot{u}}, \quad (2)$$

где  $D$  — среднеквадратичное отклонение скорости (корень квадратный из дисперсии скорости). Используя (2), путем графического дифференцирования временных профилей средней скорости  $u(t)$  и среднеквадратичного отклонения  $D(t)$  можно построить зависимости  $\Delta u(t)$ . Такие зависимости представлены на рис. 13 для поликристаллического алюминия марки 1420 для  $U_s = 280.3$  м/с.

Как видно из выражения (2), важна не только величина дисперсии массовой скорости динамически деформируемой среды, но и скорость ее изменения вдоль фронта волны. Ниже детально проанализированы два характерных примера, показывающих как в зависимости от соотношения между скоростью изменения ширины распределения частиц по скоростям  $dD/dt$  и скоростью изменения средней скорости частиц на мезоуровне  $du/dt$  могут существенно изменяться амплитуда и форма волнового фронта.

На рис. 14 представлены временные профили скорости свободной поверхности  $u_{fs}(t)$  и ширины распределения частиц по скоростям (корня из дисперсии ско-

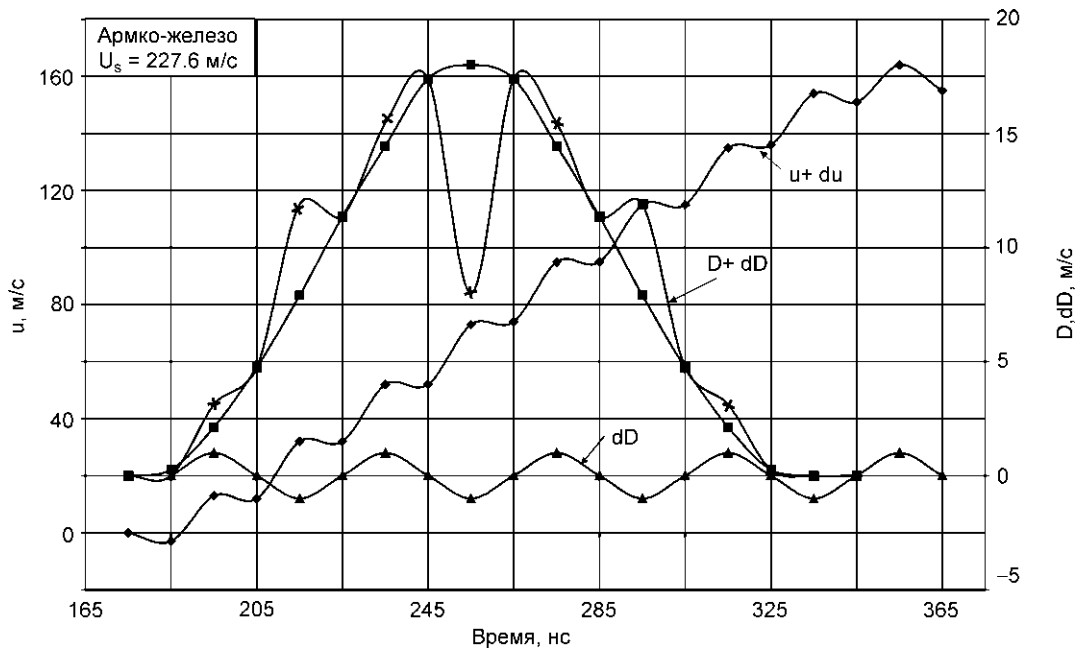


Рис. 11. Осциллирующие компоненты средней скорости и дисперсии скорости

рости частиц)  $D(t)$  на мезоуровне-1 для 2 мм мишени из алюминиевого сплава АМг-6, нагруженной при симметричном соударении со скоростью ударника  $U_s = 160$  м/с. Это типичный случай стационарной упруго-пластической волны, когда дисперсия скорости имеет максимальное значение в середине пластического фронта. При этом максимальное значение средней скорости

на плато импульса сжатия в точности совпадает со скоростью ударника. Это значит, что для данного опыта полностью выполняется правило удвоения скорости на свободной поверхности мишени при симметричном соударении:  $U_s = u_{fs} = 2u$ .

Из кривой изменения ширины распределения по скоростям  $D(t)$  от времени можно рассчитать скорость

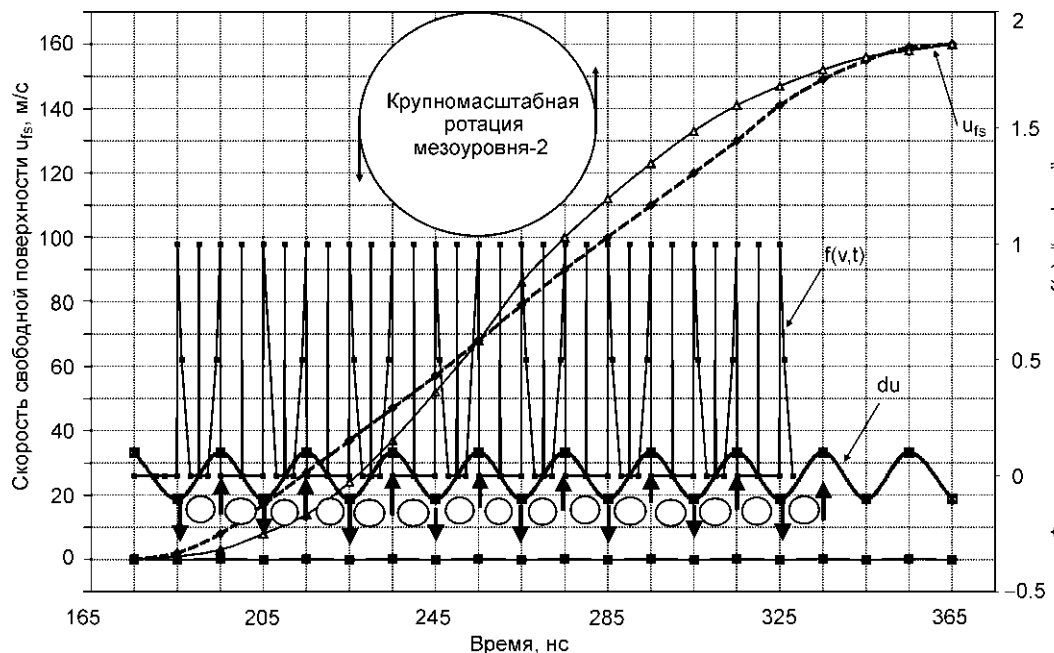


Рис. 12. Общая картина изменения функции распределения по скоростям и кинематика ротационного движения среды вдоль волнового фронта в армко-железе



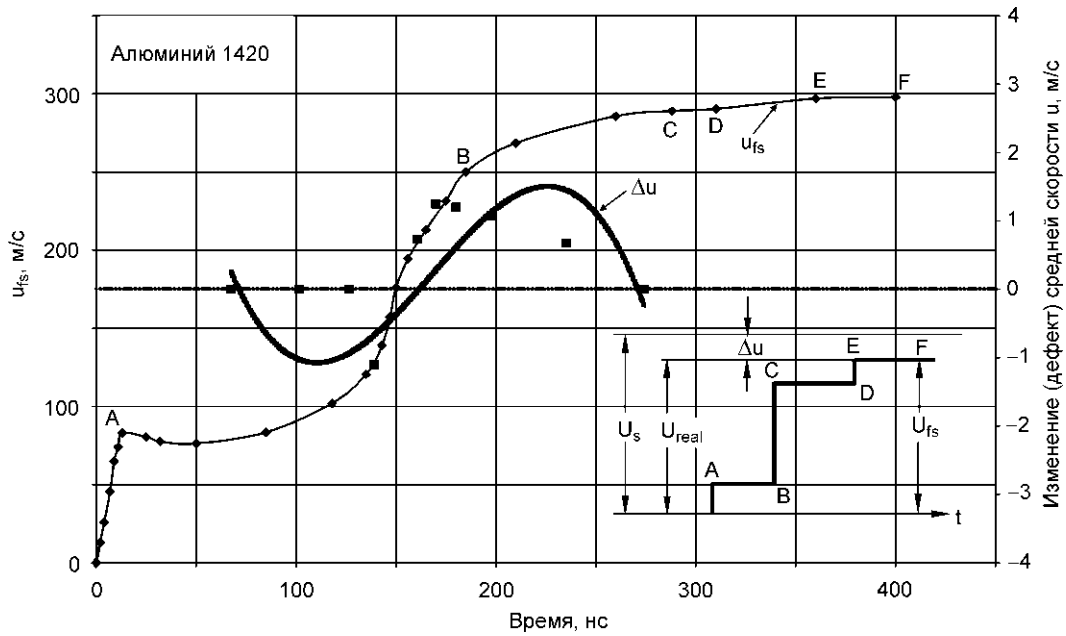


Рис. 13. Временные профили скорости свободной поверхности  $u_{fs}$  «дефекта» скорости  $\Delta u$  для алюминиевого сплава 1420

изменения этой величины на восходящей и падающей ветвях и сравнить с величиной  $du/dt$  для соответствующих участков фронта волны (рис. 14).

Участок  $AB$  (восходящая ветвь зависимости  $D(t)$ ):  $dD/dt = 1.22 \cdot 10 \text{ см/с}^2$ ,  $du/dt = 3.6 \cdot 10 \text{ см/с}^2$ , т.е.  $du/dt > dD/dt$ .

Участок  $BC$  (падающая ветвь зависимости  $D(t)$ ):  $dD/dt = 0.93 \cdot 10 \text{ см/с}^2$ ,  $du/dt = 3.6 \cdot 10 \text{ см/с}^2$ , т.е.  $du/dt > dD/dt$ .

Таким образом, для обоих участков зависимости  $D(t)$  скорость нарастания средней скорости частиц выше

скорости нарастания ширины распределения частиц по скоростям.

Другая ситуация показана на рис.15, на котором представлены аналогичные зависимости для мишени из алюминиевого сплава Д-16чат, нагруженной при скорости ударника 154 м/с. Прежде всего, заметим, что максимальное измеренное интерферометром значение средней (макроскопической) скорости свободной поверхности здесь равно 100 м/с, что на 54 м/с ниже скорости ударника. Срыв пластического фронта происходит в точке  $B$  на профиле средней скорости. Расчеты

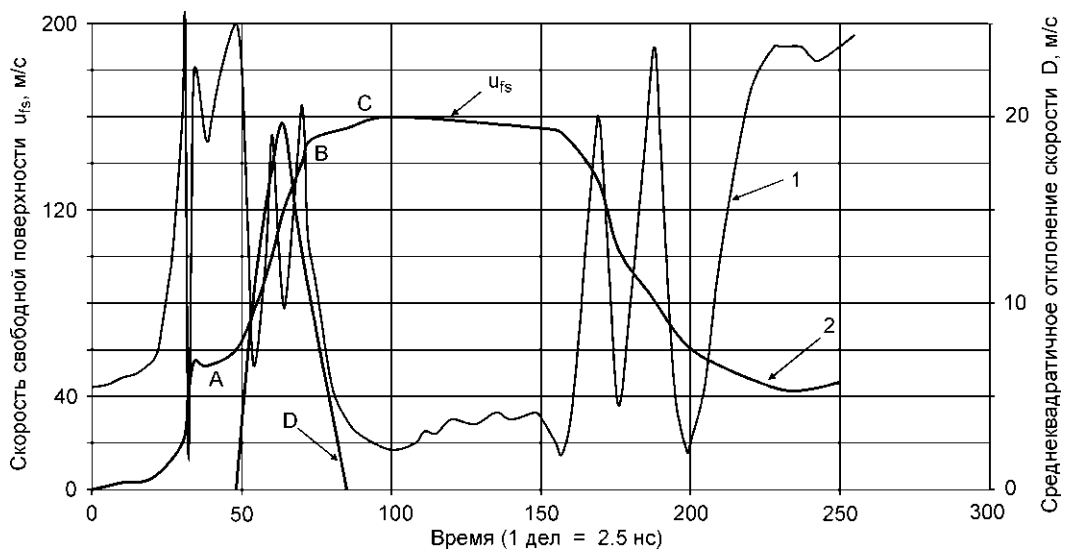


Рис. 14. Интерферограмма (1) и профиль скорости свободной поверхности (2) для алюминиевого сплава АМг-6

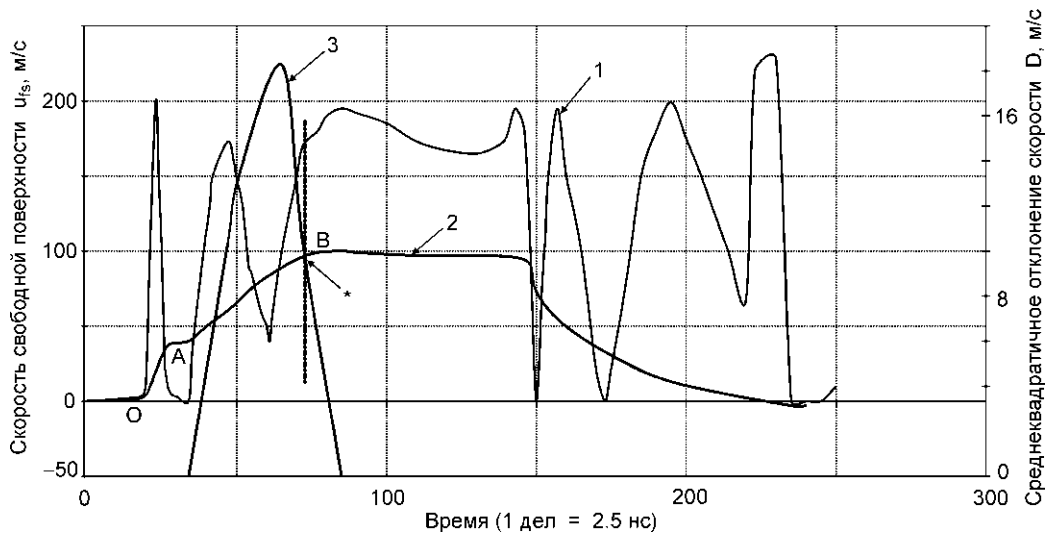


Рис. 15. Интерферограмма (1) и профиль скорости свободной поверхности (2) для алюминиевого сплава Д-16чат

скорости изменения дисперсии, аналогичные тем, которые были проведены для предыдущего случая, здесь дают следующее:

Участок  $AB$ :  $dD/dt = 1.13 \cdot 10 \text{ см/с}^2$ ,  $du/dt = 0.74 \cdot 10 \text{ см/с}^2$ , т.е.  $du/dt < dD/dt$ .

Таким образом, на участке  $AB$  происходит срыв пластического фронта. С позиции мезомеханики этот срыв является следствием перекачки энергии с макроуровня на мезоуровень-1, когда кинетическая энергия макроскопического движения среды передается на мезоуровень в форме флуктуаций скорости.

На разгрузочном фронте импульса сжатия ситуация имеет противоположный характер. Для участка  $DE$  (рис. 15)  $dD/dt = 0.43 \cdot 10^9 \text{ м/с}^2$  и  $du/dt = 0.55 \cdot 10^9 \text{ м/с}^2$ , так что  $du/dt > dD/dt$ . Таким образом, для описанного опыта средняя скорость убывает на переднем пластическом фронте и возрастает на заднем фронте.

#### 4. Дисперсия скорости частиц и динамическая прочность структурно-неоднородных материалов

Как и на мезоуровне-1, структурные превращения на мезоуровне-2 могут быть как обратимыми, так и необратимыми. Обратимые структурные превращения не приводят к потере средней (макроскопической) скорости динамически деформируемой среды, и после разгрузки на заднем фронте импульса сжатия структуры мезоуровня-2 исчезают. Для мезоуровня-2 справедливы такие же условия для соотношения между скоростью изменения ширины распределения частиц по скоростям  $dD/dt$  и средней скорости  $du/dt$ , как и для мезоуровня-1. Как и для мезоуровня-1, знак этого соотношения и, следовательно, обратимость структурных перестроек на мезоуровне-2, определяются как кинетикой исходной структуры материала, так и зависящими от скорости

деформации механическими свойствами материала. Это наглядно видно из представленной на рис. 16 зависимости порогового значения скорости структурного перехода  $U_C$  (рис. 6) от скорости ударника, которая определяет макроскопическую скорость деформации. Кривая зависимости  $U_C(U_s)$  испытывает излом при скорости ударника 123 м/с. Начиная с этой скорости ударника, наклон кривой зависимости  $U_C(U_s)$  уменьшается. Одновременно на том же рисунке нанесена кривая зависимости откольной скорости  $W$  от скорости ударника. Видно, что откол в бериллии начинается как раз с той скорости ударника, при которой кривая  $U_C(U_s)$  испытывает излом. Это значит, что откольная прочность материала зависит от процессов, протекающих на переднем фронте импульса сжатия. Порог структурной неустойчивости  $U_C$  определяет прочностные свойства материала при динамическом сжатии в условиях одноосной деформации. Физически этот порог соответствует началу необратимых процессов фрагментации материала на структурном уровне, соответствующем мезоуровню-2. Поэтому откол в бериллии начинается как раз при скорости ударника, при которой начинается необратимая структурная фрагментация материала.

На временном профиле скорости свободной поверхности мишени, представленном на рис. 6, дисперсия скорости частиц становится равной нулю к началу излома пластического фронта (точка  $B$ ). До этой точки имеет место следующее соотношение между скоростью изменения дисперсии и скоростью изменения средней скорости частиц на мезоуровне-1:  $du/dt > dD/dt$ . Это предполагает, что к этому моменту процессы релаксации структуры на мезоуровне-1, как и процессы энергообмена между мезоуровнем-1 и мезоуровнем-2 завер-

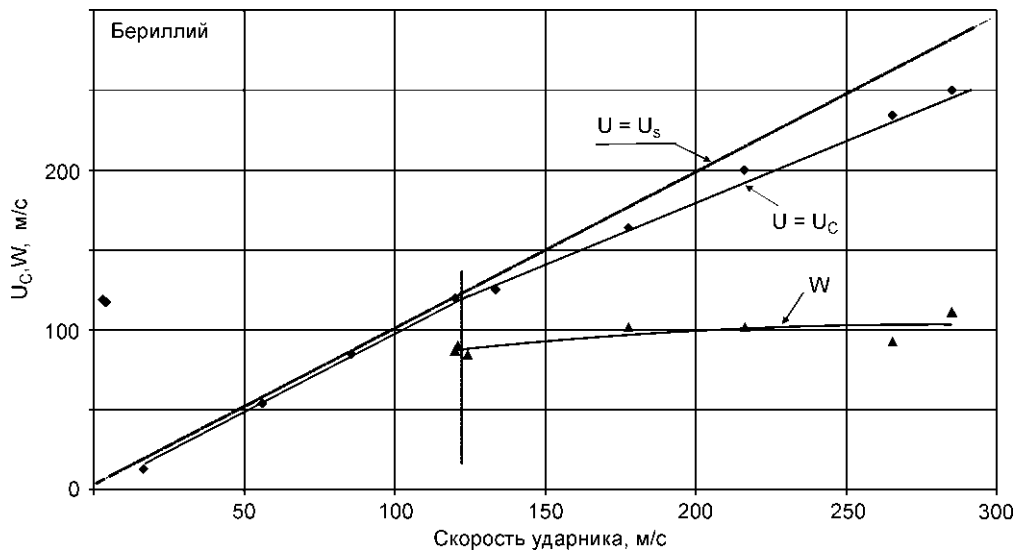


Рис. 16. Зависимость пороговой скорости структурного перехода  $U_C$  и откольной скорости  $W$  от скорости ударника в бериллии

шены. Далее вплоть до точки  $C$  на временном профиле средней скорости происходит рост внутренних напряжений на мезоуровне-2. Одновременно начинает нарастать дисперсия скорости частиц на мезоуровне-2 и инициируются процессы энергообмена между мезоуровнем-2 и макроуровнем. Количественной характеристикой этого энергообмена служит дефект массовой скорости  $\Delta u$ . На рис. 17 представлена кривая зависимости дефекта скорости от скорости ударника  $\Delta u (U_s)$ , причем заштрихованная область соответствует разбросу дефекта массовой скорости в точке  $C$ . Видно, что величина этого разброса существенно возрастает после скорости ударника 120 м/с. Так как диаметр лазерного пятна интерферометра соответствует масштабу мезоуровня-2 (50÷70 мкм), можно заключить, этот разброс по своему физическому смыслу соответствует дисперсии скорости частиц на мезоуровне-2. Оценки величины дисперсии скорости частиц на мезоуровне-2 для двух скоростей ударника, ниже скорости 120 м/с и выше этой скорости, показывают, что ниже скорости ударника

120 м/с имеет место соотношение  $du/dt > dD/dt$ , в то время как выше этой скорости  $du/dt < dD/dt$ . Это означает, что основную роль в инициировании флуктуаций скорости на мезоуровне-2, как и на мезоуровне-1, играет соотношение между скоростью изменения дисперсии и скоростью изменения средней скорости.

Аналогичный анализ был проведен для серии опытов по ударному нагружению мишеней из армко-железа, один из временных профилей скорости свободной поверхности для которого представлен на рис. 8. Средняя величина дефекта скорости для армко-железа  $\overline{\Delta u}$  равна 8 м/с, в то время как ширина распределения частиц по скоростям на мезоуровне-2 равна ~ 2.5 м/с (рис. 18). Подобно тому, как это было выполнено для бериллия, были рассчитаны скорость изменения ширины распределения частиц  $dD/dt$  и скорость изменения средней массовой скорости для армко-железа  $du/dt$ . Оказалось что при скорости ударника  $U_s = 120$  м/с  $dD/dt < du/dt$ . Такое положение сохраняется во всем диапазоне скоростей ударника 90÷227 м/с. Можно предположить, что

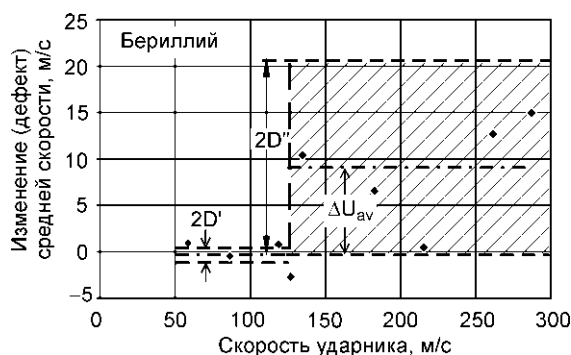


Рис. 17. Зависимость дефекта скорости  $\Delta u$  от скорости ударника для бериллия

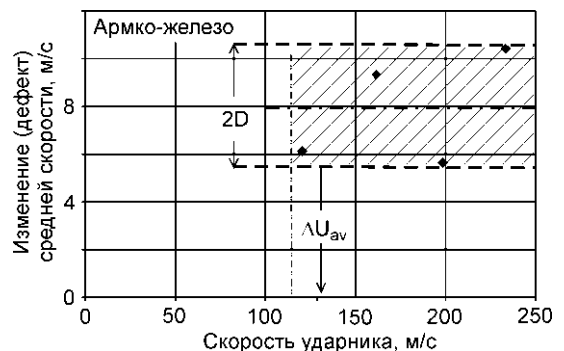


Рис. 18. Зависимость дефекта скорости  $\Delta u$  от скорости ударника для армко-железа

благодаря периодическому сбросу на мезоуровне-2 не накапливаются внутренние локальные напряжения. Как следствие, в армо-железе в отличие от бериллия не происходит потери структурной устойчивости. Соответственно никакого влияния процессов на переднем фронте импульса сжатия на откольный процесс для этого материала не наблюдается.

В заключение настоящего параграфа отметим, что структурные переходы при динамическом сжатии наблюдаются для меди, многих марок стали, алюминиевых сплавов и других металлов [11]. Во всех случаях имеется жесткая корреляция изломов на кривых зависимостей  $U_C(U_s)$  и  $W(U_s)$ . Установлено, что чем выше порог неустойчивости материала на сжатие  $U_C$ , тем выше его откольная прочность. Для проверки данного утверждения были проведены испытания двух партий высокопрочной стали 38ХНЗМФА. Одна из этих партий испытана в состоянии поставки, другая подвергнута стандартной температурной обработке с закалкой и средним отпуском. Результаты испытаний представлены на рис. 19 и 20. Для первой партии стали (рис. 19) структурная неустойчивость наступает при  $U_s = 200$  м/с, в то время как для второй (рис. 20) при  $U_s = 263$  м/с. Для первой партии стали пороговая скорость структурной неустойчивости  $U_C = 159$  м/с, для второй  $U_C = 232.7$  м/с. Соответственно для первой партии откольная скорость изменяется от 159 до 180 м/с (средняя скорость равна 169.5 м/с), для второй партии — от 180.7 до 203.3 м/с (средняя скорость — 192 м/с). Таким образом, откольная прочность материала коррелирует с порогом динамической неустойчивости на сжатие  $U_C$ . Образование нового крупномасштабного структурного уровня, не связанного с исходной структурой материала,

в сущности, представляет собой предразрушение материала. Поэтому последующие разгрузка и растяжение на заднем фронте импульса протекают в отчасти ослабленном материале. Отсюда следует, что опыты по откольному разрушению при одноосном нагружении плоских мишеней не дают правильной информации о величине динамической прочности на растяжение.

### 5. Кинетическая модель ударно-волнового поведения структурно-неоднородного материала

В соответствии с предлагаемым подходом для описания процессов высокоскоростного деформирования гетерогенного материала используются следующие положения:

1. Макроскопический отклик среды на ударное нагружение описывается балансными уравнениями массы и импульса, замыкание которых в упругой области осуществляется законом Гука, а в пластической области — через функцию распределения мезочастиц по скоростям, используя определение массовой скорости как первого момента функции распределения.

2. Микроскопический отклик среды выражается через дисперсию скорости частиц на мезоуровне, являющуюся вторым моментом функции распределения по скоростям. Определяющее уравнение  $P = \rho D^2$  связывает шаровую компоненту среднего давления в среде  $P$  с дисперсией скорости частиц  $D^2$  на мезоуровне, аналогично тому, как на микроуровне среднее давление связано с температурой.

3. Связь микроскопического и макроскопического масштабных уровней осуществляется с помощью соотношения, которое вытекает из характера непрерывного энергообмена между макро- и мезоуровнями — изме-

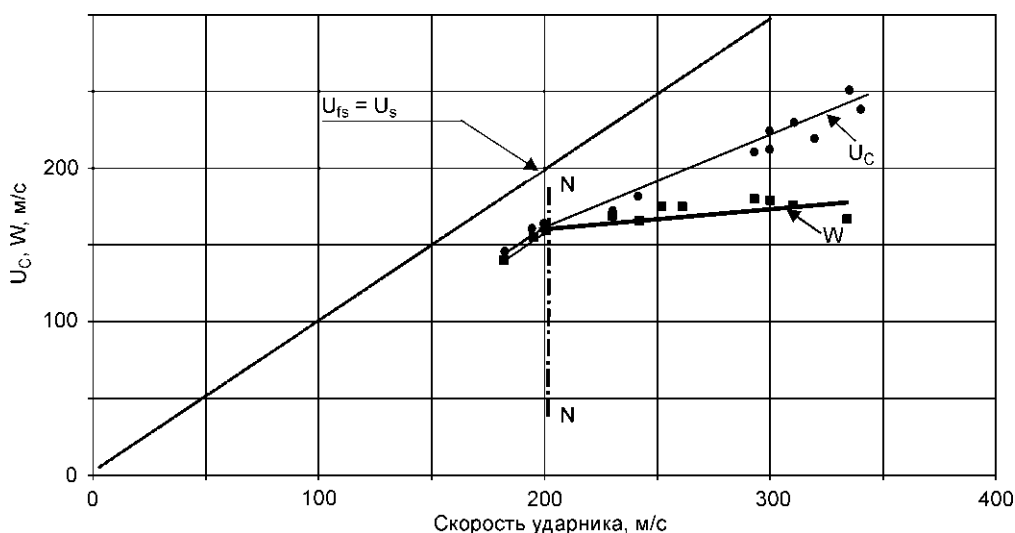


Рис. 19. Зависимость пороговой скорости структурного перехода  $U_C$  и откольной скорости  $W$  от скорости ударника для первой партии стали 38ХНЗМФ

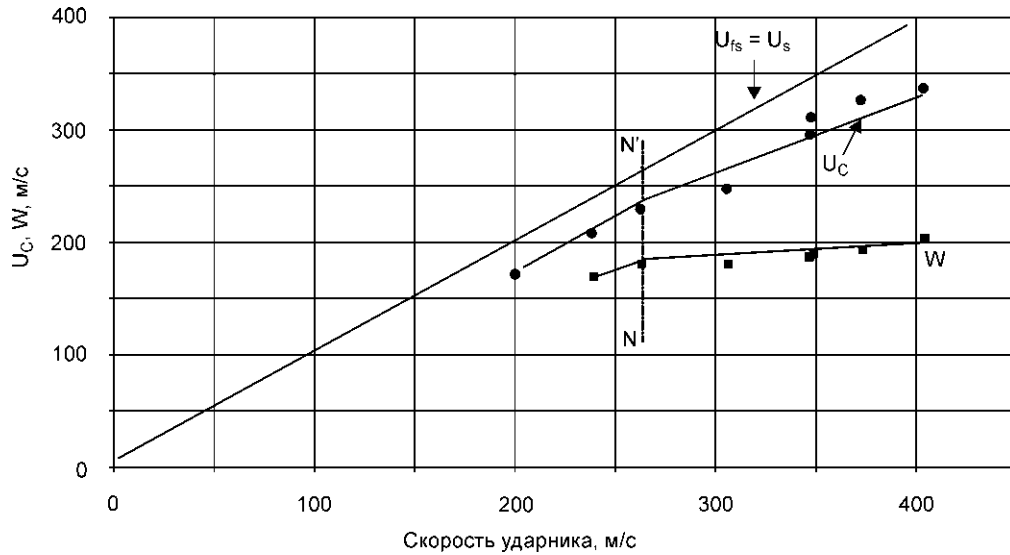


Рис. 20. Зависимость пороговой скорости структурного перехода  $U_c$  и отклонной скорости  $W$  от скорости ударника для второй партии стали 38ХНЗМФА

нение средней макроскопической скорости среды при энергообмене между уровнями определяется скоростью изменения дисперсии

$$\Delta u = -\frac{1}{2} \frac{\partial D^2}{\partial u}.$$

Рассмотрим распространение одномерной плоской волны в среде, для которой свойственно распределение частиц по скоростям. Без учета процессов теплопроводности движение среды описывается двумя балансными уравнениями:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_1}{\partial x}, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial \epsilon}{\partial t}. \quad (3)$$

Здесь  $\frac{\partial \epsilon}{\partial t}$  — это полная (упругая плюс пластическая) скорость деформации среды в направлении распространения волны. Она может быть представлена в виде:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{\partial \epsilon^e}{\partial t} + \frac{\partial u^{pl}}{\partial x}. \quad (4)$$

Тогда уравнение неразрывности можно записать в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial \epsilon^e}{\partial t} + \frac{\partial u^{pl}}{\partial x}. \quad (5)$$

Подобное представление известно в континуальной теории дислокаций, где последнее слагаемое записывается через тензор плотности потока дислокаций [12]. Нормальное напряжение  $\sigma_1$  представим как сумму упругой и неупругой компонент:

$$\sigma_1 = \sigma_1^e + \sigma_1^m. \quad (6)$$

Упругие компоненты деформации и напряжения связаны законом Гука:

$$\sigma_1^e = (\lambda + 2\mu) \epsilon_1^e. \quad (7)$$

Смысл неупругой компоненты  $\sigma_1^m$  будет дан позднее. С учетом (5)–(7) уравнения баланса импульса и массы могут быть сведены к уравнению второго порядка:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u^{pl}}{\partial x^2} - \frac{1}{(\lambda + 2\mu)} \frac{\partial^2 \sigma_1^m}{\partial x \partial t}, \quad (8)$$

где  $C_0 = \left( \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \right)^{1/2}$  — продольная скорость звука. Рассмотрим подробнее правую часть уравнения (8). В случае нестационарного пластического фронта скорость массопереноса  $u^{pl}$ , соответствующая пластической деформации, может быть представлена как сумма равновесной и неравновесной частей:

$$u^{pl} = u_{eq}^{pl} + u_n^{pl}, \quad (9)$$

каждая из которых, определяется равновесной  $f_0$  и неравновесной  $f_1$  частями функции распределения мезочастиц по скоростям соответственно:

$$u_{eq}^{pl} = \frac{1}{\rho} \int_{-\infty}^{\infty} v f_0 dv, \quad u_n^{pl} = \frac{1}{\rho} \int_{-\infty}^{\infty} v f_1 dv. \quad (10)$$

Равновесная часть функции распределения — это распределение Максвелла. Для определения неравновесной части функции распределения  $f_1$  можно воспользоваться кинетическим уравнением релаксационного типа [13]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + \langle \dot{v} \rangle \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{f - f_0}{\tau_r}, \quad (11)$$

где  $\tau_r$  — время релаксации функции распределения к равновесному состоянию. В динамически деформируемом твердом теле, из-за малой длительности времен релаксации на мезоуровне, изменение функции рас-

пределения мезочастиц по скоростям за счет релаксационных процессов происходит много быстрее, чем за счет конвективного массопереноса [8], в связи с чем первыми двумя членами в левой части уравнения (11) можно пренебречь. Тогда

$$f_1 = -\tau_r \langle \dot{v} \rangle \frac{\partial f_0}{\partial v}. \quad (12)$$

В общем случае среднее ускорение частиц  $\langle \dot{v} \rangle$  должно определяться из потенциала их взаимодействия как  $\langle \dot{v} \rangle = 1/m \text{ grad } \Pi$ . Однако, как было отмечено выше, потенциал взаимодействия мезочастиц не является центральным и к настоящему времени его вид не определен. Поэтому мы используем связь среднего ускорения  $\langle \dot{v} \rangle = \Delta u / \Delta t$  с дисперсией скорости мезочастиц, используя соотношение (1). При этом принимается, что изменение скорости  $\Delta u$  обусловлено изменением дисперсии скорости. Отрезок времени  $\Delta t$ , в течение которого скорость мезочастицы заметно изменяется, может быть взят равным времени релаксации функции распределения частиц по скоростям  $\tau_r$ . Это время соответствует такому изменению состояния системы частиц, при котором они успевают обменяться импульсами в результате взаимодействия друг с другом. Тогда неравновесная часть функции распределения равна

$$f_1 = -\frac{\tau_r}{2} \frac{\partial f_0}{\partial v} \frac{\partial D^2}{\partial u} \quad (13)$$

и для неравновесной части средней скорости имеем

$$\begin{aligned} u_n^{\text{pl}} &= \frac{1}{\rho} \int_{-\infty}^{\infty} v f_1 dv = \frac{\tau_r}{2} \frac{1}{\rho} \int_{-\infty}^{\infty} v \frac{\partial f_0}{\partial v} \frac{\partial D^2}{\partial u} dv = \\ &= -\frac{1}{2} \frac{\partial D^2}{\partial u}. \end{aligned} \quad (14)$$

Обратимся теперь ко второму члену в уравнении (8). В общем случае напряжение  $\sigma_1^m$  также состоит из равновесной и неравновесной частей:

$$\sigma_1^m = \sigma_{1\text{eq}}^m + \sigma_{1\text{in}}^m, \quad (15)$$

где равновесная часть  $\sigma_{1\text{eq}}^m$  характеризует величину напряжения на адиабате Гюгонио

$$\sigma_{1\text{eq}}^m = \rho C_0 u_{\text{eq}}^{\text{pl}}, \quad (16)$$

в то время как неравновесная часть

$$\sigma_{1\text{in}}^m = S_1 - P$$

состоит из шаровой компоненты напряжения (давления) на мезоуровне  $P$  и дивергента  $S_1$ . В настоящей работе мы хотим учесть только влияние дисперсии на распространение пластических волн в гетерогенной среде и поэтому полагаем, что  $S_1 = 0$ . Перенос импульса во фронте волны при этом осуществляется за счет его «перекачки» с мезоуровня на макроуровень в результате изменения флуктуативной компоненты скорости частиц. Крупномасштабные флуктуации скорости частиц на мезоуровне играют такую же роль, как и термофлуктуации на микроскопическом масштабном уровне — они

определяют среднее давление в среде. Поэтому шаровая компонента напряжения на мезоуровне  $P$  может быть определена через дисперсию скорости мезочастиц  $D^2$ , которая в данном случае играет роль температуры мезоуровня:

$$P = \rho D^2. \quad (17)$$

Подставляя в (8) выражения (14)–(17) и используя тот факт, что равновесные компоненты  $u^{\text{pl}}$  скорости не дают вклада в изменение интегрального профиля пластического фронта волны на мезоуровне, получим:

$$\begin{aligned} C_0^2 \left[ 1 - \left( \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right) \right] \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= 2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ u \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right] + \\ + 4 \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right] + 2u \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right] - \\ - 2u \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right] - 2 \frac{\partial u}{\partial t} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

Нетрудно заметить, что в том случае, когда

$$\frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} = 1, \quad (20)$$

уравнение (19) сводится к уравнению

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\frac{\partial u}{\partial t} \left( \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right). \quad (21)$$

С учетом (20) выражение  $\frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x}$  может быть преобразовано к виду:

$$\left( \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right) = \frac{\partial u}{\partial t} \frac{1}{C_0}. \quad (22)$$

Подставляя (20) в (22), получим уравнение для средней скорости  $u$ , описывающее процессы, в которых затухание пропорционально квадрату ускорения:

$$u'' + \frac{1}{C_0} (u')^2 = 0. \quad (23)$$

Решение этого уравнения в общем случае имеет вид:

$$u = u_0 + u_1 \ln t. \quad (24)$$

Выражение (20) может быть преобразовано к виду:

$$\frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} = \frac{D}{u} \frac{\partial \dot{D}}{\partial u} = 1. \quad (25)$$

При выполнении условия (25) волновое движение среды сменяется резким затуханием массовой скорости. Видно, что условие катастрофического срыва пластического фронта определяется как отношением дисперсии скорости к средней скорости, так и отношением скоростей их изменения (ускорений).

Проверка данного результата была проведена в процессе ударных испытаний многих материалов [10]. В качестве примера на рис. 21 и 22 приведены временные профили средней скорости и дисперсии скорости частиц на мезоуровне, полученные при плоском удар-

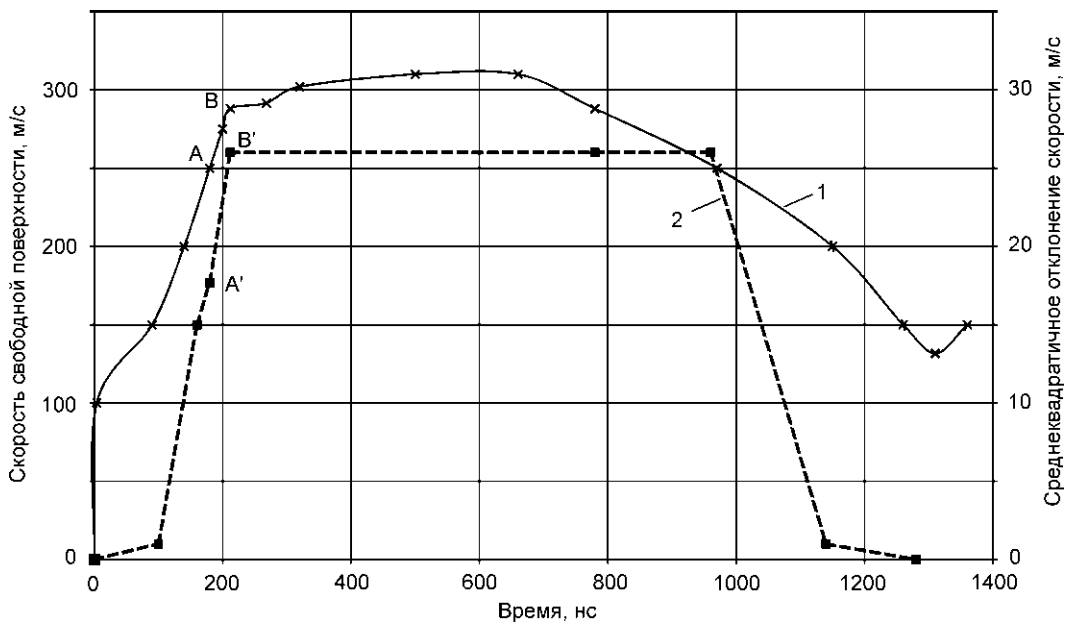


Рис. 21. Временные профили скорости свободной поверхности  $u_{fs}$  (1) и среднеквадратичного отклонения скорости  $D$  (2) для первой партии стали 30XN4M

ном нагружении двух мишеней из двух партий стали 30XN4M, прошедших разную термообработку. Временные профили средней скорости и дисперсии скорости получены при использовании двухканального скоростного интерферометра [14]. Несмотря на то, что скорости ударника близки для этих опытов, временные профили средней скорости и дисперсии скорости обладают существенными различиями. В первом случае средняя скорость плавно достигает своего максимального значения, равного 310 м/с. Во втором случае про-

исходит срыв пластического фронта при скорости 160 м/с (точка  $B$  на профиле скорости свободной поверхности). Поведение дисперсии скорости оказывается противоположным — как дисперсия, так и скорость ее нарастания существенно выше во втором случае. Второй пример соответствует «катастрофическому» режиму энергообмена между мезо- и макроуровнем, при котором за время действия ударной нагрузки средняя скорость на временном профиле импульса сжатия не успевает достигнуть своего максимального значения, в

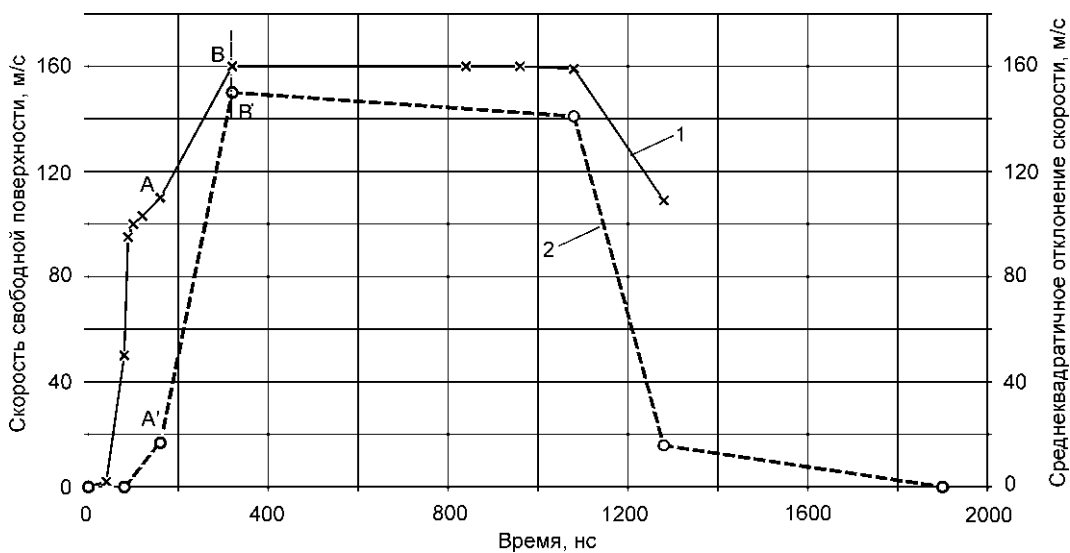


Рис. 22. Временные профили скорости свободной поверхности  $u_{fs}$  (1) и среднеквадратичного отклонения скорости  $D$  (2) для второй партии стали 30XN4M

то время как дисперсия скорости возрастает взрывным образом.

Проведем некоторые оценки, применяя полученное выше критериальное соотношение для обработки профилей скорости и дисперсии, представленных на рис. 21 и 22. Наиболее крутому участку пластического фронта  $ВВ'$  для первой партии стали 30ХН4М (рис. 21) соответствует скорость изменения средней скорости

$$\dot{u} = \frac{du}{dt} = \frac{25 \cdot 10^2 \text{ см/с}}{(344 - 320) \cdot 10^{-9} \text{ с}} = 3.14 \cdot 10^{11} \text{ см/с}^2.$$

На этом же временном интервале скорость изменения дисперсии на участке профиля дисперсии  $АА'$  равна:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} = \frac{25.9 \cdot 10^2 \text{ см/с}}{(344 - 320) \cdot 10^{-9} \text{ с}} = 0.15 \cdot 10^{11} \text{ см/с}^2.$$

Абсолютные значения средней скорости и дисперсии скорости в точках  $B$  и  $A$  равны  $u = 290$  м/с и  $D = 25.9$  м/с. Таким образом,

$$\frac{\dot{D}}{\dot{u}} = 0.047, \quad \frac{D}{u} = 0.07 \quad \text{и} \quad \frac{D}{u} \frac{\dot{D}}{\dot{u}} = 0.003 \ll 1,$$

что отвечает эволюционному режиму энергообмена, при котором пластический фронт плавно выходит на свое максимальное значение.

Аналогичные расчеты для профилей средней скорости и дисперсии для профилей средней скорости и ширины распределения, представленных на рис. 22, дают:

$$u = 160 \text{ м/с}, \quad D = 140 \text{ м/с}, \quad \dot{u} = 0.3 \cdot 10^{11} \text{ м/с}^2,$$

$$\dot{D} = 0.75 \cdot 10^{11} \text{ м/с}^2 \quad \text{и} \quad \frac{D}{u} \frac{\dot{D}}{\dot{u}} = 2.18 > 1,$$

что соответствует условию (20). В этом случае в точке  $B$  профиля скорости свободной поверхности происходит срыв пластического фронта, и на плато импульса сжатия скорость свободной поверхности оказывается существенно ниже скорости ударника, соответствующей симметричному соударению. Это уменьшение средней скорости произошло в результате перекачки импульса и энергии с макро- на мезоуровень. В данном случае «нехватка» скорости на плато составила

$$U_s - u_{fs} = 320 - 160 \text{ м/с} = 160 \text{ м/с}.$$

Таким образом, разные режимы отпуска стали 30ХН4М соответствуют разным степеням скоростной однородности материала и подвижности его мезоструктуры, что, в свою очередь, определяет разные режимы энергообмена между мезо- и макроскопическим уровнями динамического деформирования.

## 6. Обсуждение результатов

В свете полученного выше критерия структурообразования (25) имеются четыре динамические характе-

ристики среды, ответственные за смену режима динамического деформирования: дисперсия скорости частиц, средняя скорость частиц в ударной волне, скорость изменения дисперсии и скорость изменения средней скорости частиц на мезоуровне. Как показывают численные эксперименты, проведенные в [8], изменение скорости ударного нагружения не приводит к изменению отношения среднеквадратичного отклонения скорости (корня квадратного из дисперсии скорости частиц) к средней скорости. Хотя сама дисперсия скорости и средняя массовая скорость в этих экспериментах претерпевали существенные изменения при увеличении скорости ударного нагружения в меди с 89 до 250 м/с, отношение оставалось примерно одинаковым и равным 0.089. Из этого авторы делают вывод, что отношение  $D/u$  не чувствительно к режиму структурообразования. Из приведенного выше анализа следует, что решающим фактором в смене режима мезо-макро энергообмена является отношение скорости изменения дисперсии к среднему ускорению  $\dot{D}/\dot{u}$ , в то время как отношение  $D/u$  является просто весовым коэффициентом. Отсюда вытекает, что с целью управления динамической пластичностью материала необходимо в первую очередь воздействовать либо на скорость изменения дисперсии  $\dot{D}$ , либо на скорость изменения средней скорости мезочастиц  $\dot{u}$ .

Величина дисперсии скорости мезочастиц определяется двумя факторами. Первый, так называемый «металлургический», фактор влияет на дисперсию скорости мезочастиц путем задания изначальной структурной неоднородности материала при его изготовлении. В случае металлов это выделения упрочняющей фазы в виде карбидов или интерметаллидов, а также иных неоднородностей структуры, возникающих при механической обработке и термообработке. Управление этими структурами в процессе ударного воздействия сложно ввиду его кратковременности.

Второй фактор, влияющий на величину дисперсии скорости частиц и скорость ее изменения, связан с изменением мезоструктуры материала в процессе деформирования. Как было показано выше, ниже порога структурного перехода процессы обмена импульсом и энергией между мезоуровнем-1 и мезоуровнем-2 обратимы. С увеличением скорости ударника растет и амплитуда первой части пластического фронта, для которой структурообразование обратимо. Амплитуда второго пластического фронта остается незначительной для большинства материалов, хотя именно второй фронт определяет необратимые процессы структурообразования, ответственные за динамическую прочность материалов. Это подсказывает, что для целенаправленного воздействия на динамическую прочность и пластичность материалов необходимо воздействовать именно на второй пластический фронт волны сжатия.



Управление структурой материала может быть направлено на две противоположные цели. Первая цель — это понижение порога структурной неустойчивости материала с целью возможно более легкого его деформирования и разрушения. Такая задача стоит при разрушении горных пород, где понижение порога структурообразования должно привести к снижению энергозатрат на разрушение породы. Аналогичная задача стоит и при формоизменении материалов методами штамповки, проката и т.д. В этом случае задача управления структурообразованием должна быть направлена на увеличение отношения скорости изменения дисперсии к скорости изменения средней скорости. Если функция распределения частиц по скоростям остается равновесной вдоль всего фронта ударной волны, процесс структурообразования обратим. Это значит, что за фронтом волны не образуются необратимые крупномасштабные структуры, приводящие к фрагментации и последующему разрушению материала. Наоборот, неравновесное распределение по скоростям приводит к перекачке энергии с макро- на мезоуровень и необратимому структурообразованию. Поэтому задачей управления может стать непрерывная поддержка распределения мезочастиц по скоростям в неравновесном состоянии. Для этого можно предложить периодическую догрузку материала импульсами давления с периодом, равным или меньшим времени релаксации функции распределения мезочастиц по скоростям. Такая догрузка может быть осуществлена, например, с помощью цуга акустических импульсов, инициируемых лазерным излучением, что на настоящий момент является вполне разрешимой технической задачей.

Вторая цель управления — это увеличение динамической прочности материала, увеличение его сопротивляемости при высокоскоростном внедрении ударника в преграду и связанные с этими процессами задачи. Очевидно, в этом случае необходимо обеспечить такие условия, при которых отношение  $\dot{D}/\dot{u}$  оставалось бы как можно меньшей величиной. Поскольку мы не можем предсказать характер изменения дисперсии скорости мезочастиц при динамическом деформировании, единственной возможностью управлять процессом структурообразования остается изменение средней скорости мезочастиц в процессе ударного нагружения материала. Для увеличения порога структурной устойчивости материала необходимо, чтобы догрузка материала происходила на временах, значительно превышающих время релаксации структуры. При этом функция распределения частиц по скоростям будет уже рав-

новесной и увеличения дисперсии скорости частиц не произойдет. Подобное вторичное догружение материала можно осуществлять подбором многослойных преград с различными акустическими импедансами материала каждого из слоев.

Полученный в настоящей работе критерий структурообразования при динамическом деформировании материала указывает, как можно путем изменения флуктуативных характеристик среды управлять процессами динамического деформирования и разрушения материалов. При этом при небольших энергетических затратах на процесс внешнего управления можно добиться резкого изменения деформационных и прочностных характеристик материала.

### Литература

1. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. — Новосибирск: Наука, 1985. — 229 с.
2. Владимиров В.И., Иванов В.Н., Приемский Н.Д. Мезоскопический уровень пластической деформации // Физика прочности и пластичности. — Л.: Наука, 1986. — С. 69–80.
3. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. — М.: Металлургия, 1986. — 224 с.
4. Аэро Э.Л. Микромасштабные деформации в двумерных решеточных структурных переходах при критическом сдвиге // Физика твердого тела. — 2000. — Т. 42. — № 6. — С. 1147–1153
5. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов / Под ред. В.Е. Панина. — Новосибирск: Наука, 1995. — Т. 1. — 298 с.
6. Мещеряков Ю.И., Диваков А.К., Фадиевко Л.П. О распределении частиц по скоростям на упругом предвестнике волны сжатия в алюминии // ЖТФ. — 1983. — Т. 53. — С. 2050.
7. Ravichandran G., Rosakis A.J., Hodowany J., Rosakis P. On the conversion of plastic work into heat during high-strain-rate deformation // AIP Conf. Proceedings. — 2002. — V. 620. — No. 1. — P. 557–562.
8. Yano K., Horie Y. Discrete-element modeling of shock compression of polycrystalline copper // Physical Review B. — 1999. — V. 59. — No. 21. — P. 13672–13680.
9. Mescheryakov Yu.I. Meso-Macro Energy Exchange in Shock Deformed and Fractured Solids // High-Pressure Shock Compression of Solids / Ed. by Y.Y. Horie, L. Davison, N.N. Thadhani. — Berlin: Springer, 2002. — P. 169–213.
10. Мещеряков Ю.И. Об эволюционном и катастрофическом режимах энергообмена в динамически нагружаемых средах // ДАН. — 2005. — № 4.
11. Мещеряков Ю.И., Диваков А.К. О влиянии процессов на фронте импульса сжатия на откольную прочность материала и сопротивление высокоскоростному внедрению // ПМТФ. — 2003. — Т. 44. — № 6. — С. 25–34.
12. Косевич А.М. Дислокации в теории упругости. — М.: Наука, 1978. — 256 с.
13. Kihara T., Aono O. Unified theory of relaxation in plasma. Basic theorem // J. Phys Soc. Japan. — 1963. — V. 18. — P. 837–851.
14. Mescheryakov Yu.I., Divakov A.K. Multiscale kinetics of microstructure and strain-rate dependence of materials // Dymat Journal. — 1994. — V. 1. — No. 4. — P. 271–287.