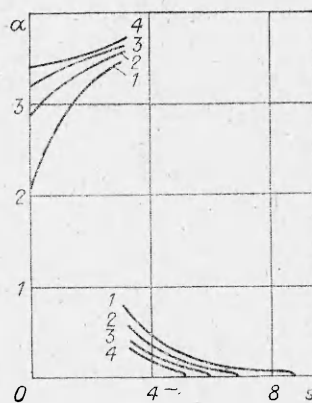


Р и с. 6



Р и с. 7

энергии (рис. 3) в решениях задач *A* (сплошная линия) и *C* (штриховая) в зависимости от s_N . В решениях задач *A* и *C* интересны закономерности (рис. 4) изменения доли кинетической энергии e_k/e_0 : в решениях задачи *C* она монотонно увеличивается с ростом s_N , а следовательно, с ростом энергии взрыва e_0 , тогда как в решениях задач *A* уменьшается.

На рис. 5—7 приводятся решения задачи *B* о мгновенном выделении энергии $e_0 = 4\pi \cdot 25,5$ с одновременным движением теплоотводящего поршня со скоростями $\alpha_0 = 1,88; 2,90; 3,22; 3,40$ (линии 1—4).

Как видим, с ростом скорости движения поршня и соответственно теплоотвода на нем уменьшается скорость переднего фронта возмущений, увеличивается скорость ударной волны, значит, уменьшается область прогрева перед ударной волной. При этом относительное изменение скорости ударной волны мало, а скорости переднего фронта волны возмущений довольно существенно.

Особого внимания заслуживает факт близости значений давлений (графики не приводятся) непосредственно за ударными волнами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коробейников В. П. О распространении сильной сферической взрывной волны в теплопроводном газе // ДАН СССР.— 1957.— Т. 113, вып. 1.
2. Неуважаев В. Е. Распространение сферической взрывной волны в теплопроводном газе // ПММ.— 1962.— Т. 26, № 6.
3. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики.— М.: Наука, 1975.
4. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1965.
5. Волосевич П. П., Леванов Е. И. Автомодельные решения уравнений газовой динамики с учетом нелинейной теплопроводности.— Тбилиси: Изд-во Тбилис. ун-та, 1977.

Поступила 3/III 1986 г.

УДК 539.374, 620.178.7

К МИКРОМЕХАНИКЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ

А. К. Диваков, Л. С. Козанчик, Ю. И. Мещеряков,
М. М. Мышляев
(Ленинград)

Как показано в [1—4], динамическое деформирование и разрушение материалов протекает в условиях существенного распределения частиц по скоростям. Это распределение определяет не только зависимость механических свойств от скорости деформации, но и откольную прочность материала. Статистический характер протекания процессов динамического деформирования и разрушения на микроуровне позволяет по аналогии с механикой жидкости и газа использовать для характеристики этих про-

пессов функцию распределения частиц по скоростям, которая дает полную информацию о процессах на микроуровне. Однако для многих практических целей вполне достаточно знать только ее первые два момента — среднюю скорость частиц и дисперсию скорости частиц. Эти две характеристики, как будет показано ниже, оказывается возможным одновременно определять в течение одного акта импульсного нагружения образца.

Изучение динамической пластичности и прочности материалов часто проводят на основе анализа временных профилей волн нагрузки и разгрузки, регистрацию которых осуществляют с помощью различного типа быстродействующих датчиков — мanganinовых, пьезокерамических, емкостных и т. п. Особое место среди такого типа регистраторов занимают лазерные интерферометры, позволяющие измерять локальные динамические смещения и скорости свободной поверхности образцов. К числу главных достоинств интерферометров следует отнести их чувствительность к распределению частиц по скоростям. Использование лазерной интерферометрии позволяет не только зарегистрировать временной профиль ударной волны, но и получить количественную информацию об эволюции функции распределения частиц по скоростям на фронтах нагрузки и разгрузки. Такая информация представляется особенно ценной в сочетании с микроструктурными исследованиями материалов, поскольку она дает возможность изучать структурные изменения в материале в процессе его динамического деформирования. И если временной профиль ударной волны характеризует процессы динамического деформирования и разрушения на макроуровне, то функция распределения по скоростям и ее моменты являются уже микроскопическими характеристиками этих процессов.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению откольного разрушения алюминия А-998 и алюминиевого сплава Д-16 в микросекундном диапазоне длительностей нагружения. Нагружение образцов в условиях одноосной деформации осуществляли с помощью пневмокопра в диапазоне скоростей 100—300 м/с при длительности импульса сжатия на верхнем плате 0,5—1,0 мкс и максимальном давлении до 3 ГПа. Регистрацию временных профилей скорости свободной поверхности мишеней осуществляли с помощью лазерного дифференциального интерферометра (ЛДИ), причем одновременно с интерферограммой фиксировали величину интенсивности отраженного от свободной поверхности мишени лазерного излучения. Для этого часть отраженного излучения подавали на отдельный фоторегистратор. Во всех опытах интенсивность излучения оставалась постоянной на весь период регистрации импульса.

Большинство образцов, подвергнутых ударному нагружению, исследовали затем методом оптической и растровой микроскопии. Определение величины дисперсии скорости частиц осуществляли из интерферограмм скорости свободной поверхности. Оно основано на измерении контрастности интерференционной картины биений, под которой понимается отношение амплитуды реально наблюдаемого интерференционного сигнала биений к той амплитуде, которая была бы при отсутствии распределения частиц по скоростям. Как следует из анализа работы ЛДИ, проведенного в [5], контрастность интерференционной картины связана с функцией распределения частиц по скоростям соотношением

$$(1) \quad I = \int_{-\infty}^{\infty} f(v - v_0) \cos k(v - v_0) dv,$$

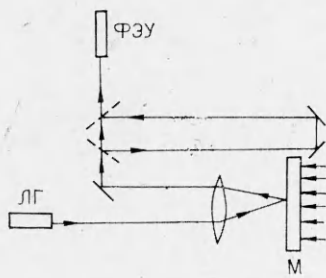
где v_0 — средняя скорость частиц в волне нагрузки или разгрузки; $f(v - v_0)$ — функция распределения частиц по скоростям; I — контрастность интерференционной картины. Если допустить, что функция распределения имеет гауссову форму

$$(2) \quad f(v - v_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta v} \exp \left[-\frac{(v - v_0)^2}{2(\Delta v)^2} \right],$$

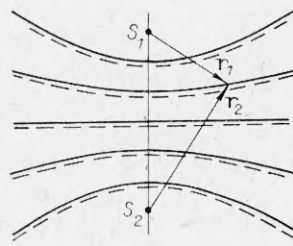
где Δv — дисперсия скорости частиц, то контрастность и дисперсия связаны простым соотношением, получающимся при подстановке (1) в (2):

$$(3) \quad I = \exp \left[-\frac{k^2 (\Delta v)^2}{4} \right].$$

Отсюда можно рассчитать Δv при известной из эксперимента контрастности интерференционного сигнала.



Р и с. 1



Р и с. 2

Проведенный в [5] анализ работы ЛДИ справедлив только для сравнительно небольших ($\sim 10\%$ от средней скорости частиц) значений дисперсии. Как показывают эксперименты, уменьшение амплитуды интерференционного сигнала происходит только до некоторого порогового значения дисперсии, после чего наблюдается резкий срыв биений интерференционной картины, который проявляется в уменьшении числа биений интерференционного сигнала при одновременном восстановлении первоначальной амплитуды биений, т. е. контрастности интерференционной картины. Количественная связь дисперсии с числом биений может быть установлена на основе нижеследующего анализа работы ЛДИ. Последний можно представить как два взаимодействующих точечных взаимно-когерентных источника S_1 и S_2 , один из которых излучает прямой луч, а второй — задержанный на время $\tau_3 = S_1 S_2 / c$ (c — скорость света). Схема ЛДИ и его представление в виде двух источников показаны на рис. 1, 2. В соответствии с принципами интерферометрии в каждую точку максимальной засветки волны от источников S_1 и S_2 приходят в фазе, что означает, что для каждой точки на поверхности максимальной засветки выполняется условие

$$(4) \quad |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| = m\lambda_0, \quad m = 1, 2, 3, \dots,$$

где \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 — радиусы-векторы от S_1 и S_2 до произвольной точки поверхности максимальной засветки. Число поверхностей максимальной засветки

$$(5) \quad N = 2S_1 S_2 / \lambda.$$

Здесь λ — длина волны отраженного от движущейся мишени лазерного излучения. Если мишень покоится, то

$$(6) \quad N_0 = 2S_1 S_2 / \lambda_0,$$

где λ_0 — длина волны излучения лазера, используемого в схеме ЛДИ. Если зафиксировать какую-либо точку пространства и наблюдать, сколько поверхностей максимальной засветки пройдет через эту точку из-за изменения λ вследствие доплеровского сдвига частоты, получим число биений на выходе ЛДИ. Оно определяется разностью между числом поверхностей максимальной засветки, когда мишень движется (5) и когда она покоится (6):

$$(7) \quad n = \frac{1}{2} (N - N_0) = S_1 S_2 \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right).$$

С другой стороны, связь между λ и λ_0 при отражении луча от движущейся поверхности определяется эффектом Доплера

$$(8) \quad \lambda \cong \lambda_0 \frac{1}{\left(1 - \frac{2v}{c}\right)}.$$

Подставляя (8) в (7), получим формулу, связывающую число биений интерференционного сигнала со скоростью движения свободной поверхности

мишени:

$$(9) \quad n = 2\tau_3 v / \lambda_0.$$

Она в точности совпадает с аналогичным соотношением, полученным в [6] для случая, когда не учитывается распределение частиц по скоростям.

Пусть теперь источники S_1 и S_2 излучают свет, длина волны которого хаотически изменяется в интервале $\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}$. Применительно к ЛДИ это означает, что прямой и задержанный лучи отражаются от свободной поверхности такой мишени, отдельные частицы которой имеют разброс по скоростям в интервале $\Delta v = v_{\max} - v_{\min}$. Здесь каждый из лучей может быть представлен в виде совокупности элементарных лучей, взаимодействующих с конкретными частицами свободной поверхности мишени. В результате взаимодействия и в силу того, что частицы свободной поверхности имеют различные скорости, элементарные лучи приобретают различные по величине доплеровские сдвиги частоты, что приводит к уменьшению степени монохроматичности как прямого, так и задержанного луча, т. е. к расширению спектра. Такое излучение можно представить как излучение точечного источника, длина волны которого за время регистрации хаотически изменяется в интервале $\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}$.

Интерференция прямого и задержанного лучей на верхней границе спектра λ_{\max} приводит к образованию картины поверхностей максимальной засветки, условно показанной на рис. 2 сплошными линиями, а на нижней границе спектра λ_{\min} — штриховыми. Естественно, что в силу соотношения (4) при $\lambda_{\max} \neq \lambda_{\min}$ пространственное расположение этих поверхностей не совпадает. Увеличение интервала $\Delta\lambda$ приведет сначала к деформации картины расположения поверхностей при соответствующем ухудшении контрастности интерференционного сигнала, а затем — и к скачкообразному изменению их числа. Изменение числа поверхностей максимальной засветки определяется выражением [7]

$$(10) \quad \Delta N = \frac{2S_1 S_2 (\lambda_{\max} - \lambda_{\min})}{\lambda_{\max} \lambda_{\min}} \cong \frac{2S_1 S_2 \Delta\lambda}{\bar{\lambda}^2},$$

где $\bar{\lambda}$ — средняя длина волны спектра излучения лазера после отражения от движущейся поверхности. Если скорости зондируемой лазером поверхности распределены в интервале $\Delta v = v_{\max} - v_{\min}$, то из выражений (5)–(10) нетрудно получить изменение числа биений на выходе ЛДИ как следствие распределения частиц по скоростям:

$$(11) \quad \Delta n = 2\tau_3 \Delta v / \lambda.$$

Представленный выше анализ показывает, что при использовании такого свойства интерферометрического метода, как чувствительность к распределению частиц по скоростям, можно измерять одновременно две характеристики процесса деформирования — среднюю скорость частиц и дисперсию скорости частиц. Последняя связана со структурной микромеханикой динамического деформирования, поэтому сопоставление данных по измерению дисперсии скорости частиц с металлографическими исследованиями деформируемых образцов дает дополнительную информацию о процессах на микроуровне. В настоящей работе указанные исследования проводились на тех же образцах, для которых определялась дисперсия скорости частиц. С этой целью образцы после испытания разрезали по одной из плоскостей вдоль направления распространения волны и после полировки и травления изучали в оптическом и растровом микроскопах. В тех образцах, где имело место отделение откольной тарелочки, рассматривали также торцевые и боковые поверхности откола. Исследования показали, что между характером откольного разрушения образцов и видом интерферограмм имеется вполне определенное соответствие.

Для алюминия А-998 характерны полное прописывание интерферограмм и совпадение величины скорости, полученной на основе расшифровки картины биений, и скорости полета ударника. Поскольку во всех опы-

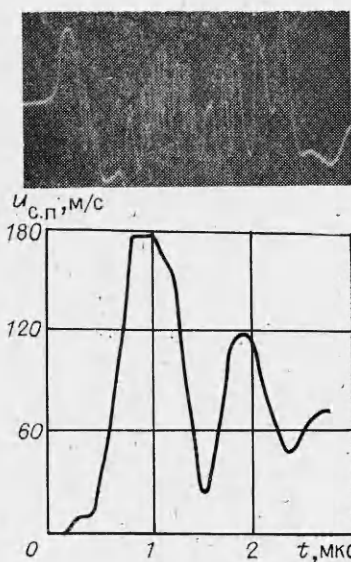
тах ударник изготавливали из того же материала, что и мишень, его скорость приравнивали максимальному значению скорости свободной поверхности на плато импульса. В алюминии А-998 в рассматриваемом диапазоне скоростей нагружения не наблюдается срыва биений интерференционного сигнала. Однако как на переднем, так и на заднем фронте импульса сжатия амплитуда сигнала биений существенно ниже настроечной, т. е. той, которая реализуется при отсутствии распределения частиц по скоростям. Поскольку, как отмечено выше, интенсивность отраженного от мишени лазерного излучения не менялась, уменьшение амплитуды биений происходит за счет расширения спектра отраженного от мишени излучения вследствие распределения частиц по скоростям. В то же время, в силу того что число биений не изменяется, а изменяется только их амплитуда, это распределение еще не настолько велико, чтобы произошел срыв интерференционного сигнала биений.

Типичная интерферограмма импульса сжатия в алюминии А-998 показана на рис. 3. Ей соответствует импульс сжатия со скоростью свободной поверхности на плато ~ 178 м/с и откольной скоростью ~ 163 м/с. При величине плеча задержки интерферометра $\tau_s = 11,7$ нс эти данные отвечают 6,5 биениям на переднем и 6 биениям на заднем фронтах импульса, что и наблюдается на интерферограмме. Контрастность сигнала биений на переднем фронте равна 0,07, на заднем 0,42. Тогда, согласно выражению (3), на переднем фронте импульса $\Delta v = 14$ м/с, на заднем $\Delta v = 8$ м/с.

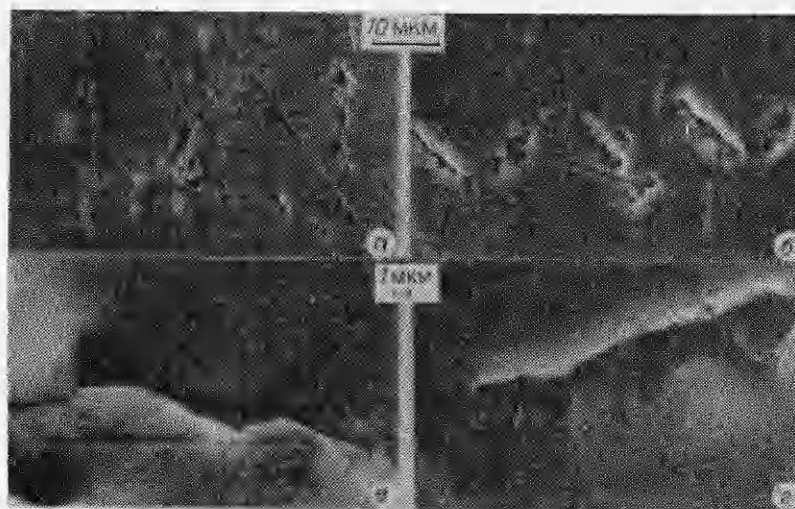
Измеряемое с помощью интерферометра распределение частиц по скоростям — следствие того, что в процессе динамического деформирования соседние участки материала двигаются с разной скоростью, проскальзывая друг относительно друга. Результатом проскальзывания является образование цепочек микропор, ориентированных вдоль направления распространения волны. Области между цепочками свободны от микропор и других дефектов.

Фрактограмма участка поперечного сечения образца алюминия А-998 показана на рис. 4, а, где среднее расстояние между соседними цепочками микропор ~ 10 мкм, что намного меньше среднего размера зерна для этого материала (1—3 мм). На рис. 4, б вместе с цепочками микропор виден также участок откольной щели, образованной в результате взаимодействия прямого и отраженного от свободной поверхности импульсов давления. При увеличении $\times 1000$ отчетливо наблюдается зигзагообразный характер геометрии откольной щели. Отдельные прямолинейные участки откольной щели ориентированы под углом 45° к направлению распространения волны в образце, причем цепочки микропор проходят как раз через точки излома откольной щели. Все эти факторы говорят о том, что динамическое деформирование алюминия А-998 протекает таким образом, что материал движется в виде более или менее независимых микропотоков вдоль направления распространения волны, причем для каждого микропотока свойственна своя собственная массовая скорость частиц.

Как видно из фрактограмм, характер течения внутри каждого из микропотоков, ограниченного линиями деформации и цепочками микропор, весьма однороден. Ломаный характер откольной щели позволяет предположить, что откольное разрушение в каждом из микропотоков происходит независимо друг от друга по плоскостям максимального касательного напряжения. Поскольку массовые скорости частиц в разных мик-



Р и с. 3



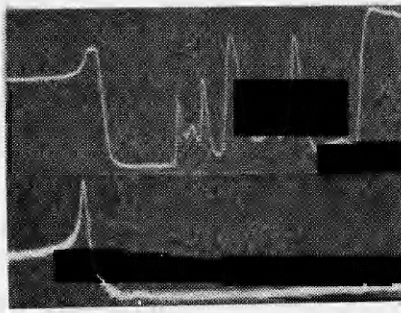
Р и с. 4

ропотоках неодинаковые, расстояния от свободной поверхности, на которых осуществляются отколы в каждом из микропотоков, различны. Малая ширина самой откольной щели (~ 1 мкм, рис. 4, в) и правильная геометрия трещин в местах ее изломов свидетельствуют о деформировании материала скольжением дислокационного типа внутри каждого микропотока, хотя сами микропотоки проскальзывают друг относительно друга «вязким» образом.

В соответствии с рис. 4, б пространственный разброс откольных трещин в соседних потоках в среднем ~ 10 мкм. При длительности импульса сжатия ~ 1 мкс разброс по скоростям микропотоков ~ 10 м/с, что совпадает с оценками, проведенными выше на основе измерения контрастности интерференционной картины.

В алюминии А-998 размер зерна много больше диаметра лазерного луча интерферометра, сфокусированного линзой на свободную поверхность мишени, так что отдельные грани зерен представляют собой большие площадки по отношению к падающему лучу. Это значит, что полученные при испытании алюминия А-998 интерферометрические данные соответствуют динамическим процессам в монокристаллитах, образующих зерна. С другой стороны, диаметр лазерного луча много больше расстояния между линиями деформации и цепочками микропор в кристаллитах (~ 10 мкм), так что при зондировании лазерным лучом грани зерна охватывается $\sim 10^2$ микропотоков, выходящих на его поверхность. Таким образом, интерференционная картина, полученная при зондировании образцов алюминия А-998, отражает статистический характер динамического деформирования индивидуального зерна материала. Движение микропотоков внутри зерен представляет собой новый, более крупномасштабный уровень динамического деформирования по сравнению с дислокационным.

В опытах по динамическому деформированию алюминия А-998 замечено также, что зерна, выходящие на свободную поверхность мишени, могут поворачиваться как целое по отношению к падающему лучу. В результате интерференционная картина временно, на период длительности переднего фронта импульса сжатия, исчезает, восстанавливаясь после окончания верхнего плато импульса. В отличие от этого при косом ударе снаряда о мишень восстановления интерференционной картины не происходит за время регистрации импульса. Интерферограммы импульсов скорости свободной поверхности мишени для поворота зерна (а) и для косого удара (б) представлены на рис. 5. На основании этих данных можно заключить, что в ударно-деформируемом алюминии А-998 происходит

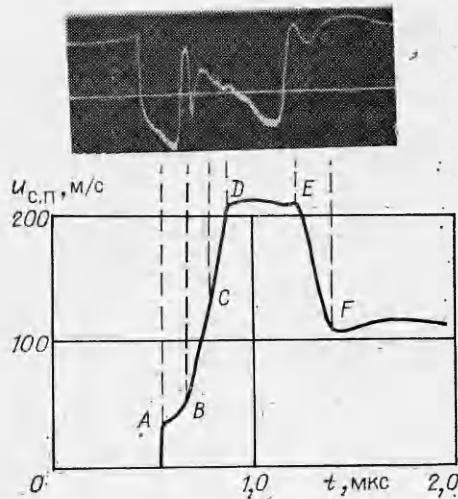


Р и с. 5

переориентация зерен, которую можно рассматривать в качестве третьего масштабного уровня динамического деформирования.

К иным количественным и качественным результатам приводит совместный анализ интерференционной картины биений и электронно-микроскопических данных по исследованию поверхностей разрушения в сплаве Д-16. Распределение частиц по скоростям здесь настолько широкое, что происходит скачкообразное уменьшение числа биений интерференционного сигнала по сравнению с тем, какое должно быть при отсутствии распределения. Типичная интерферограмма, демонстрирующая срыв биений на переднем фронте импульса сжатия в Д-16, показана на рис. 6, а. Амплитуда сигнала биений равна настроечной только в самом начале импульса (участок АВ, рис. 6, б). На участке ВС из-за увеличивающегося распределения частиц по скоростям амплитуда сигнала биений сначала уменьшается, а затем в точке С при скорости свободной поверхности ~ 140 м/с происходит срыв биений. При плече задержки интерферометра, равном 224 см (это отвечает $84,5$ м/с на одно биение), максимальному значению скорости на плато импульса 206 м/с должно соответствовать $2,4$ биения. Вместо этого на представленной интерферограмме прописались только $1,2$ биения. Согласно выражению (11), наблюдаемое уменьшение числа биений ($\Delta n = 1,2$) отвечает дисперсии скорости частиц $\Delta v = 102$ м/с, что на порядок выше, чем в алюминии А-998.

Сопоставим полученные интерферометрические данные с результатами металлографических исследований. В образцах сплава Д-16, нагруженных в допороговой области, когда еще не наступает срыва биений интерференционного сигнала, картина поперечного сечения образцов также содержит деформационные линии и цепочки микропор, отстоящие друг от друга на расстояния ~ 10 мкм и ориентированные вдоль направления распространения волны, т. е. подобна той, которая наблюдается внутри отдельных кристаллитов при динамическом деформировании алюминия А-998. При нагружении образцов Д-16 выше критической скорости, при которой имеет место срыв биений, картина поперечного сечения усложняется появлением более мощных полос из цепочек микропор, отделенных друг от друга на расстояния $30-40$ мкм. Поскольку размер зерен в исследованных образцах сплава Д-16 также равен $30-40$ мкм, можно утверждать, что срыв интерференционной картины и появление более мощных полос деформации и цепочек микропор на следующем масштабном уровне связаны с зернограничным скольжением в направлении распространения волны. Это скольжение осуществляется вязким образом, о чем свидетельствует характер ямочной структуры откольной поверхности образцов из сплава Д-16, одна из фрактограмм которого представлена на рис. 7, а. Обращают на себя внимание два характерных размера ямочной структуры — крупные ямки диаметром $30-40$ мкм и окружающие их мелкие диаметром $1-3$ мкм.



Р и с. 6

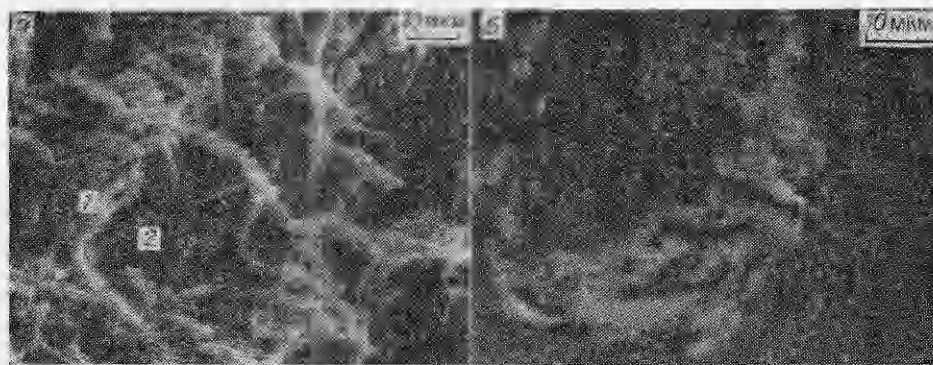


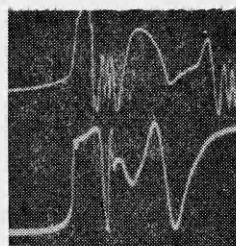
Рис. 7

Аналогичную картину при откольном разрушении алюминиевого сплава В-95 наблюдали авторы [8]. Они указывают на то, что мелкие ямки имеют эллиптическую форму, причем большая ось эллипса направлена по касательной к окружностям больших ямок. Это свидетельствует о сдвиговом характере разрушения и о возможности поворота материала вокруг центров больших ямок. Наши исследования также допускают возможность такого процесса при откольном разрушении сплава Д-16, поскольку, как видно из рис. 7, а, форма и размеры ямок подобны описанным в [8]. Вместе с тем привлекает внимание одна важная деталь внутреннего строения крупных ямок — правильная геометрия линий рельефа на донной поверхности ямок. Указанные линии рельефа (см. участок 2 на рис. 7, а) средним размером ~ 10 мкм, по-видимому, являются местами выхода микропотоков внутри отдельных кристаллитов. Поскольку каждое зерно выступает как монокристаллическое тело, линии рельефа имеют вполне определенную и геометрически правильную конфигурацию.

До тех пор пока напряжения не настолько велики, чтобы вызвать зернограничное скольжение, движение микропотоков внутри зерен — второй после дислокационного уровень деформирования. При достижении критического значения напряжения вступает в действие третий уровень динамического деформирования — межзеренное скольжение. Однако в отличие от алюминия А-998 в сплаве Д-16 размер зерен в 3—4 раза меньше диаметра лазерного луча, так что при зондировании поверхности образца охватывается 10—15 зерен. Распределение зерен по скоростям (именно оно вызывает появление более мощных полос из цепочек микропор и продольных трещин в образцах Д-16) охватывает более широкий интервал скоростей, вследствие чего и происходит срыв биений интерференционного сигнала.

Отметим, что откольная щель в образцах сплава Д-16 представляет собой хаотически ориентированную извилистую линию со средним пространственным разбросом отдельных ее участков по отношению к свободной поверхности до 80—100 мкм. При длительности импульса сжатия 1 мкс это соответствует разбросу по скоростям $\Delta v = 80—100$ м/с, что весьма точно совпадает с оценками дисперсии скорости, проведенными выше на основе данных интерферометрии. Анализ фрактограмм откольных поверхностей в образцах из сплава Д-16 свидетельствует о том, что разрушение сплава Д-16 происходит вязким образом, причем разрыв микропотоков третьего уровня в отличие от алюминия А-998 осуществляется не за счет скольжения в плоскостях максимального касательного напряжения каждого из потоков, а за счет совокупного действия отрыва и сдвига при одновременном повороте микропотока как целого. Исследования показывают также, что вращение материала возможно не только вокруг оси микропотока, но и в перпендикулярной плоскости. Следы подобного вращения видны на фрактограмме, снятой с поперечного разреза мишени

(см. рис. 7, б). Диаметр вихря, образованного микропорами, совпадает с расстоянием между продольными цепочками микропор. Это позволяет предположить, что образование вихря обусловлено различием скоростей микропотоков справа и слева от вихря, т. е. результатом распределения микропотоков по скоростям.



Р и с. 8

Неоднородность пластической деформации на микроуровне, следствием которой является распределение частиц материала по скоростям в волнах нагрузки, может быть вызвана как характером технологического процесса (как и для сплава Д-16, имеющего изначально волокнистую структуру в направлении вытяжки прутка), так и самим процессом динамического деформирования первоначально однородного материала. Последний случай иллюстрируется интерферограммами, показанными на рис. 8. Верхняя интерферограмма получена для отожженного образца алюминия А-998 при скорости нагружения 120 м/с, нижняя — в результате повторного нагружения того же образца со скоростью ~ 180 м/с. В то время как на верхней интерферограмме отчетливо прописались все биения интерференционного сигнала на переднем и заднем фронтах импульса, на нижней вместо четырех биений (при $v_u = 41$ м/с на одно биение) прописалось только одно, т. е. имело место скачкообразное уменьшение числа биений вследствие распределения частиц по скоростям. Изучение структуры поперечного сечения этой мишени показало наличие цепочек микропор, ориентированных вдоль направления распространения волны, в то время как в исходном материале таких цепочек не наблюдается. Можно предположить, что условия для их образования возникли после первого нагружения, создавшего микронеднородности структуры материала.

Таким образом, благодаря совокупному использованию интерферометрического метода измерения скорости свободной поверхности ударно-нагружаемых мишеней и микроструктурного анализа образцов в настоящей работе отмечено, что процессы динамического деформирования и разрушения на макроуровне тесно связаны с неоднородностью движения материала на микроуровне независимо от того, чем вызвана эта неоднородность: предшествующей деформационной предысторией или собственными свойствами материала. Можно надеяться, что обнаруженные движения деформируемой среды в виде динамических микропотоков позволят разработать более реальные критерии динамического, в том числе и откольного, разрушения, которые бы базировались не только на измерении средних скоростей частиц или средних напряжений, но и на втором моменте функции распределения частиц по скоростям: дисперсии скорости частиц в волне нагрузки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Диваков А. К., Мещеряков Ю. И., Фадиев Л. П. О распределении частиц по скоростям на упругом предвестнике волны сжатия в алюминии // ЖТФ.— 1983.— Т. 53, вып. 10.
2. Диваков А. К., Мещеряков Ю. И., Фадиев Л. П. Кинетические эффекты высокоскоростного деформирования алюминия // ПМТФ.— 1984.— № 1.
3. Мещеряков Ю. И., Диваков А. К. Дисперсия скорости частиц в волне нагрузки и откольная прочность алюминия // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, вып. 3.
4. Лихачев В. А., Мещеряков Ю. И. и др. О структурных уровнях деформирования и разрушения при динамическом нагружении // Изв. вузов. Физика.— 1984.— Вып. 6.
5. Asay F. R., Barker L. M. Interferometric measurements of shock-induced internal particle velocity and spatial variation of particle velocity // J. Appl. Phys.— 1974.— V. 45, N 6.
6. Barker L. M. Behaviour of dense media under high dynamic pressure.— N. Y.: Gordon and Breach, 1968.

7. Байбородин Ю. В., Криксунов Л. З., Литвиненко О. Н. Справочник по лазерной технике.— Киев: Техника, 1978.

8. Романченко В. И., Марусий О. И., Крамаренко И. В. Микроструктура алюминиевого сплава на ранних стадиях откола // Пробл. прочности.— 1983.— № 9.

Поступила 3/III 1986 г.

УДК 534.539.3

АСИМПТОТИКА ПОЛЯ СМЕЩЕНИЙ В НЕПРЕРЫВНО-НЕОДНОРОДНЫХ УПРУГИХ СРЕДАХ

Г. П. Коваленко

(Сумы)

В работе получены точные и приближенные уравнения движения упругой непрерывно-неоднородной среды в виде связанных волновых уравнений и асимптотика смещений в слабонеоднородном упругом полупространстве при действии на него касательной и нормальной нагрузок, гармонически зависящих от времени. Влияние неоднородности среды на асимптотику смещений, групповую скорость и длину волны Рэлея, а также интенсивность энергии взаимодействия волн выражены через коэффициенты, связывающие волновые уравнения.

1. Линейное взаимодействие волн в неоднородных средах во многих случаях [1] можно описать связанной системой волновых уравнений типа

$$(1.1) \quad \left(\nabla^2 - v_n^{-2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Phi_n - Z_n \Phi_{3-n} = 0, \quad n = 1, 2,$$

где Z_n — известные функции; искомые функции Φ_n могут иметь различный смысл; другие обозначения общеприняты. Представляет интерес получить уравнения типа (1.1) для упругой среды, параметры Ламэ λ , μ и плотность ρ которой зависят от одной координаты. Векторное уравнение движения такой среды имеет вид

$$(1.2) \quad \nabla(\varepsilon \nabla \cdot \mathbf{u}) - \nabla \times (\mu \nabla \times \mathbf{u}) + 2\mu'(\mathbf{u}' - \mathbf{i}_z \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathbf{i}_z \times \nabla \times \mathbf{u}) = \rho \ddot{\mathbf{u}}, \quad \varepsilon = \lambda + 2\mu.$$

Здесь \mathbf{u} — вектор смещений; штрих обозначает производную по декартовой координате z , а точка — по времени; \mathbf{i}_z — единичный вектор; ∇ — оператор в декартовой системе координат.

Применив преобразование Фурье по переменным x и y к уравнению (1.2), получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений шестого порядка с основной и возмущающей матрицами. Основная матрица не содержит производных от параметров среды. Эффективность матричных алгоритмов интегрирования таких систем [2] существенно зависит от возможности найти собственные значения основной матрицы в явном и компактном виде. В данном случае собственные значения находятся после решения кубического уравнения и довольно громоздки, а потому матричные алгоритмы интегрирования становятся малоэффективными. Метод взвешенных потенциалов позволяет получить систему уравнений без указанного недостатка. Поскольку упомянутый метод существенно затрагивался на некоторых конференциях [3, 4] при обсуждении близких вопросов, то ниже он излагается весьма кратко в том объеме, который необходим для рассматриваемой граничной задачи. Представим вектор смещения \mathbf{u} в виде

$$(1.3) \quad \mathbf{u} = f_1^{-1} \nabla (f_1 \Phi_1) + f_2^{-1} \nabla \times \nabla \times (\mathbf{i}_z f_2 \Phi_2) + \nabla \times (\Phi_3 \mathbf{i}_z),$$

где f_n — неизвестные пока функции переменной z . Подставим (1.3) в (1.2) и к результату подстановки прибавим два тождества, содержащих