

05;12

Динамические и фрактальные свойства стали СП-28 в условиях высокоскоростного нагружения

© Б.К. Барахтин, Ю.И. Мещеряков, Г.Г. Савенков

Институт проблем машиноведения РАН,
199178 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 27 января 1997 г.)

Используя интерферометрическую методику регистрации скорости свободной поверхности мишени при плоском ударном нагружении, в работе экспериментально показано, что уменьшение амплитуды импульса сжатия обусловлено нестационарностью процессов на мезоуровне — уменьшение амплитуды тем больше, чем больше скорость изменения дисперсии скорости мезочастиц. Теоретически показано, что влияние скорости нагружения на величину откольной прочности материала при плоском соударении сказывается только при ненулевой дисперсии скорости частиц. Методами количественной фрактографии проведен фрактальный анализ откольных поверхностей стальных образцов. Получено выражение, связывающее фрактальную размерность поверхности откольного разрушения с величиной дисперсии скорости частиц на мезоуровне. Для типичных значений параметров импульса нагрузки, при которых реализуется тыльный откол, значение фрактальной размерности удовлетворительно согласуется со значениями фрактальной размерности для триадных островков Коха.

Введение

Широкое внедрение стали СП-28 в конструкциях ответственного назначения объясняет практический интерес к изучению ее свойств при высокоскоростном нагружении [1,2]. В настоящей работе приводятся результаты динамических испытаний и микоструктурных исследований указанной стали, находящейся в высокоотпущенном состоянии и имеющей следующие механические характеристики: предел пропорциональности $\sigma_{02} = 540$ МПа, предел прочности $\sigma_b = 745$ МПа, относительное удлинение $\delta = 25\%$, ударная вязкость 9.25 МДж/м².

Целью исследований было установление связи между откольной прочностью материала и шириной распределения частиц по скоростям на мезоскопическом масштабном уровне ($0.1\text{--}10$ мкм) [3], с одной стороны, и с фрактальной размерностью поверхности откольного разрушения, с другой стороны.

Методика эксперимента

Методика испытаний включает ударное нагружение плоских мишеней в условиях одноосной деформации в диапазоне скоростей ударника $100\text{--}500$ м/с. Откольная прочность рассчитывалась в акустическом приближении по формуле

$$\sigma_{sp} = 0.5\rho_0 C_1 (U_{\max} - U_{\min}), \quad (1)$$

где $\rho_0 = 7.8$ г/см³ — плотность материала образца, $C_1 = 5.95 \cdot 10^5$ см/с — продольная скорость звука, U_{\max} и U_{\min} — максимальная и минимальная скорости свободной поверхности образца при отколе, отсчитываемые по временному профилю. Регистрация временных профилей скорости свободной поверхности мишеней проводилась с помощью двухканального скоростного интерферометра [4–6]. В каждом акте ударного нагружения кроме

временного профиля средней скорости $\bar{U}(t)$ одновременно регистрировали ширину распределения мезочастиц по скоростям (или корень из дисперсии скорости мезочастиц) $\langle \Delta U(t) \rangle^2$, а также эксцесс функции распределения.¹ Методика лазерной интерферометрии позволяет независимо измерять дисперсию скорости частиц и эксцесс функции распределения. Определение дисперсии основано на измерении контрастности интерференционного сигнала. Эта методика применима только к стационарным волновым фронтам, так как в ней предполагается, что функция распределения частиц по скоростям равновесна и имеет симметричную (максвелловскую) форму (рис. 1). В случае нестационарных волновых фронтов функция распределения несимметрична и характеризуется не только средней скоростью и дисперсией скорости частиц, но и эксцессом $\Delta \Delta u(t)$.

Измерение дисперсии неоднократно обсуждалось ранее [4–6], поэтому здесь остановимся только на методике определения эксцесса функции распределения. Как будет показано ниже, с эксцессом, так же как и с дисперсией [7–9], связано прочностное поведение материала в условиях динамического нагружения.

Определение эксцесса функции распределения частиц по скоростям основано на измерении числа недостающих биений интерференционного сигнала по сравнению с тем их числом, которое соответствует стационарному волновому фронту. В идеальном случае стационарного пла-

¹ В теории вероятностей для характеристики степени несимметрии функции распределения часто применяют так называемую пирсоновскую меру асимметрии $s = (\bar{u} - u_m)/\Delta u$, где u_m — значение динамической переменной (в данном случае скорости частиц), соответствующей максимуму распределения; \bar{u} — средняя скорость частиц (математическое ожидание), которая в случае несимметричного распределения не совпадает с максимумом распределения; Δu — ширина распределения. В настоящей работе удобнее использовать абсолютное значение степени несимметрии $(u - u_m) = \Delta \Delta u$, которое в дальнейшем будем называть эксцессом.

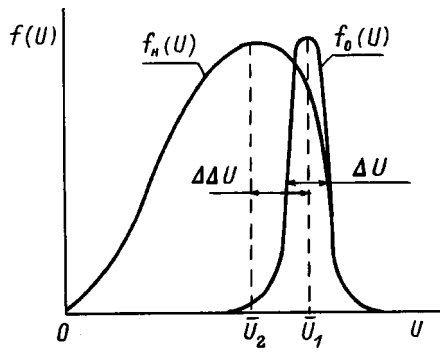


Рис. 1. Равновесная f_0 и неравновесная f_n функции распределения частиц по скоростям (\bar{U}_1, \bar{U}_2 — средняя скорость при равновесном и неравновесном распределении).

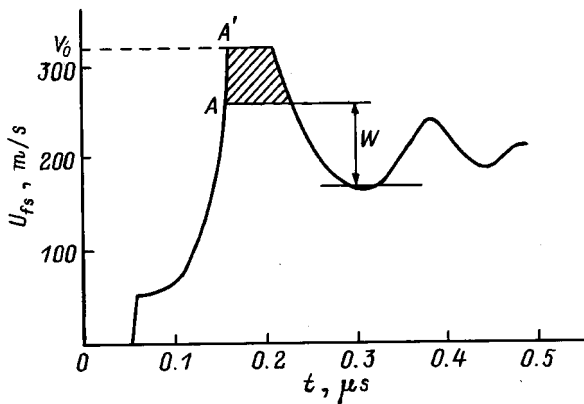


Рис. 2. Временной профиль импульса скорости на свободной поверхности мишени.

стического фронта число биений интерференционного сигнала на временном профиле скорости свободной поверхности от начала волнового фронта (включая упругий предвестник) до точки перехода к плато импульса сжатия (точка A на рис. 2) должно быть равно отношению скорости ударника к постоянной интерферометра V_0/U_{int} (при условии, что акустические импедансы ударника и мишени одинаковые и, следовательно, $V_0 = U_{fs}$).

В литературе существуют противоречивые мнения относительно причин уменьшения скорости на плато импульса сжатия. Так, в [10] на основе анализа процесса взаимодействия упругого предвестника, отраженного от свободной поверхности мишени, с набегающим пластическим фронтом сделан вывод о том, что амплитуда пластической волны уменьшается примерно на величину упругого предвестника. С другой стороны, на основе серии экспериментов по ударному нагружению двух марок сталей в [5] показано, что для стационарных волновых фронтов амплитуда пластического фронта действительно уменьшается на величину упругого предвестника, в то время как для нестационарных волн никакого взаимодействия между пластическим фронтом и упругим предвестником не обнаружено. Поскольку нас интересует как раз нестационарные фронты, то представляет интерес

проанализировать это явление с позиции неравновесной кинетики частиц на мезоскопическом масштабном уровне.

Распространение упругопластического фронта в структурно неоднородной среде является случайным процессом, который в общем случае может быть охарактеризован некоторой неравновесной функцией распределения частиц по скоростям $f(r, v, t)$. Для системы частиц с дальнедействующим характером взаимодействия, как-вым, по определению, являются мезочастицы [3], поведение функции распределения описывается уравнением Фоккера–Планка [11,12]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = -\frac{\partial}{\partial v} (D_1 f) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial v^2} (D_2 f), \quad (2)$$

где F — это внешняя сила; m — масса частицы; $D_2 = d\langle \Delta u \Delta u \rangle / dt$ — коэффициент диффузии в пространстве скоростей, характеризующий скорость изменения дисперсии; $D_1 = d\langle \Delta u \rangle / dt$ — так называемый коэффициент динамического трения, который характеризует скорость изменения среднеквадратичного отклонения скорости частиц от их средней (поточковой) скорости в волне; величина D_1 имеет размерность ускорения и, будучи умноженной на массу мезочастицы, равна силе торможения мезочастиц, которая направлена против внешней силы F , инициирующей движение пластического фронта.

Именно эта сила торможения приводит к уменьшению амплитуды импульса сжатия как следствие стохастичности движения элементарных носителей пластической деформации, в данном случае мезочастиц — так называемое "флюктуативное" затухание волн в неоднородной среде. Полное уменьшение амплитуды пластической волны за счет флюктуативного затухания определится как

$$\Delta \Delta u(t) = \int_0^t D_1(t) dt. \quad (3)$$

В [11,12] показано, чем между диффузионными коэффициентами D_1 и D_2 имеет место следующее соотношение:

$$D_1 = \frac{1}{2} \frac{dD_2}{dv}. \quad (4)$$

Из выражения (4), в частности, следует, что величина эксцесса функции распределения частиц по скоростям и связанное с ним уменьшение амплитуды импульса сжатия определяются скоростью изменения дисперсии в пространстве скоростей. Иными словами, эксцесс начинает появляться только тогда, когда начинает изменяться дисперсия.

На рис. 3 представлены реальная интерферограмма, расшифрованный упругопластический импульс средней скорости свободной поверхности и изменение во времени дисперсии скорости частиц для случая ударного нагружения стали СП-28 со скоростью 350 м/с. Импульс

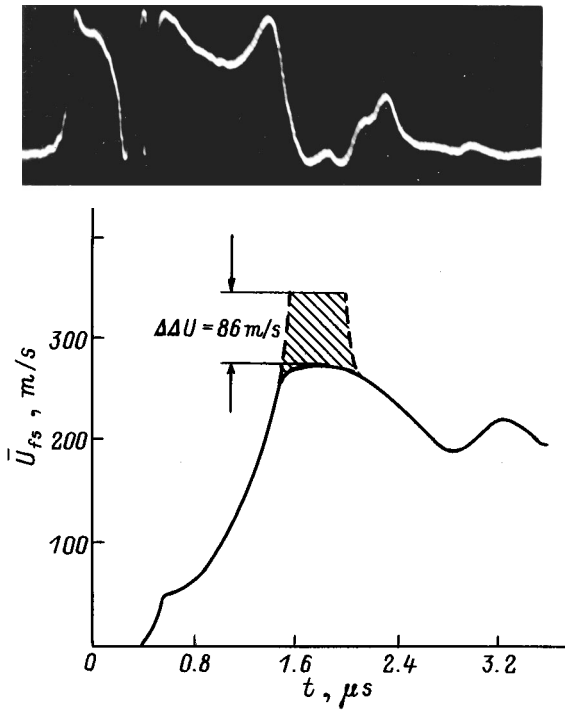


Рис. 3. Интерферограмма и временной профиль скорости свободной поверхности для мишени из Cr-Ni-Mo стали.

сжатия характеризуется уменьшением амплитуды на величину $\Delta\Delta u = 86 \text{ m/s}$. Графическое дифференцирование дисперсии по формуле (4) и последующее интегрирование по длительности фронта (выражение (3)) дают значение эксцесса, равное 83 m/s , что свидетельствует о том, что почти все уменьшение амплитуды импульса сжатия обусловлено флюктуативным затуханием.

Из приведенного анализа следует, что для определения эксцесса функции распределения частиц по скоростям в нестационарных пластических фронтах достаточно иметь либо временной профиль дисперсии, либо скорость ударника, измеренную независимо от временного профиля скорости свободной поверхности мишени. Именно эти методы применялись при испытании стали СП-28.

Анализ экспериментальных данных

Полный набор данных по результатам испытаний представлен в таблице. В стали СП-28 вплоть до скорости ударника 318 m/s дисперсия скорости частиц на мезоуровне $\langle \Delta u \rangle_{ms}^2$ оказалась равной нулю и фиксировалась только эксцесс. На представленной на рис. 4 зависимости эксцесса $\Delta\Delta u$ от скорости ударника обращает на себя внимание тот факт, что эксцесс при малых скоростях деформации не зависит от скорости нагружения, а начиная со скорости ударника 350 m/s начинает линейно расти. Если продолжить эту линейную зависимость вниз до оси абсцисс, можно убедиться в том, что рост эксцесса

начинается как раз в тот момент, когда имеет место изменение дисперсии скорости мезочастиц. В эксперименте начало появления эксцесса задерживается до скорости ударника 350 m/s из-за того, что "нехватка" скорости на плато импульса сжатия (заштрихованная верхняя часть импульса сжатия на рис. 2) определяется не только величиной эксцесса, но и другими причинами, приводящими к снижению амплитуды импульса сжатия. В настоящих экспериментах заметная дисперсия скорости мезочастиц появляется при скорости ударника 318 m/s и начиная с этой скорости ударника появляется эксцесс функции распределения частиц по скоростям. Однако первоначально его величина остается меньше фонового значения "нехватки" средней скорости мезочастиц на плато импульса сжатия. По мере роста эксцесса его влияние на величину "нехватки" скорости становится доминирующим. Это соответствует скорости ударника 350 m/s .

Из анализа результатов по откольной прочности, приведенных в таблице и на рис. 4, следует также, что до скорости удара $V_0 = 318 \text{ m/s}$ на эту характеристику отсутствует влияние скорости нагружения, хотя такая связь в большей или меньшей степени существует [13–16]. Очевидно, что независимость σ_{sp} от V_0 (или что то же самое, от скорости деформации) связана с отсутствием до $V_0 = 318 \text{ m/s}$ дисперсии скорости частиц $\langle \Delta u \rangle_{ms}^2$.

Феноменологически взаимосвязь величины откольного напряжения с дисперсией скорости мезочастиц можно объяснить следующим образом. Как известно, сопротивление откольному разрушению σ_{sp} при одноосной деформации ϵ_r в плоских волнах нагрузки записывается в следующем виде [15]:

$$\sigma_{sp} = k\epsilon_r + \frac{4}{3}(\tau_0 + \mu\dot{\gamma}), \quad (5)$$

где k — объемный модуль упругости, τ_0 — статическое сопротивление сдвигу, μ — коэффициент динамической вязкости, $\dot{\gamma}$ — скорость пластической деформации сдвига.

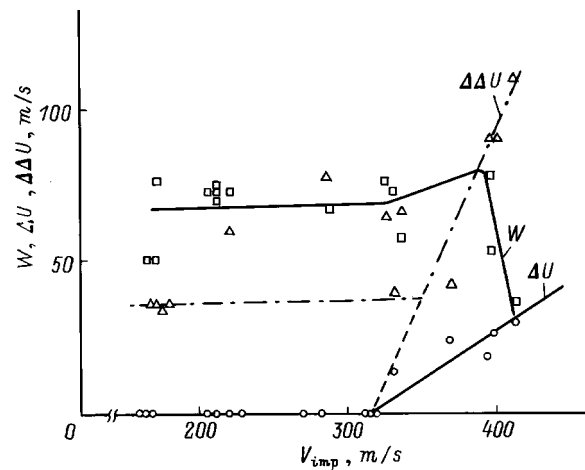


Рис. 4. Зависимости от скорости ударника ширины распределения частиц по скорости ΔU , эксцесса функции распределения и откольной скорости на свободной поверхности мишени.

Скорость ударника, m/s	Толщина мишени, mm	Толщина снаряда, mm	Ширина распределения, m/s	Экссесс распределения, m/s	Откольная скорость, m/s
487	8.81	3.07	28.6	137	150
380	11.7	2.87	50	86.4	86.8
376	8.46	3.08	13.6	26	91.03
321	10.04	2.04	0	64	81.5
318	10.01	3.1	14.2	48	77.5
311	10.0	3.07	16	73	78
308	10.09	3.09	0	49.5	75
273	11.9	2.93	0	123	75
269	9.99	3.08	0	59	67
213	11.87	2.92	0	39	78
196.3	9.96	3.09	0	31	75
196	8.97	3.09	0	24	78
180.5	10.01	3.09	0	62.5	68
	9.56	3.09	0		73
155.5	9.27	3.1	25	60.5	68
152.5	10.42	3.09	0	36.5	79
150	9.53	3.09	0	63.4	75
142.2	10.58	3.1	0	52	88
130.9	9.96	3.07	0	46	64
104.7	9.95	3.1	0	55	47
97.5	9.97	3.1	0	6.6	80
80.84	10.05	3.04	0	5.84	

Имея в виду аналогию между турбулентным движением жидкости [17] и неоднородным высокоскоростным деформированием [18], вязкость среды может быть записана в следующем виде:

$$\mu = \beta \rho_0 \Delta u_{ms} \Delta h. \quad (6)$$

Здесь $\beta \approx 1$ — коэффициент согласования. Пластическая деформация сдвига равна

$$\gamma = \frac{V_0}{2C\Delta t} = \frac{V_0}{\Delta h}, \quad (7)$$

C_p — скорость продольных пластических волн; Δt — время, в течение которого осуществляется сдвиг; Δh — ширина зоны сдвига.

Подставляя (6) и (7) в (5), получим

$$\sigma_{sp} = k\varepsilon_r + \frac{4}{3}(\tau_0 + \beta\rho_0 V_0 \Delta u). \quad (8)$$

Видно, что до тех пор, пока $\Delta u_{ms} = 0$, влияние V_0 на откольную прочность не сказывается. С появлением конечной величины дисперсии откольная скорость также растет, что и подтверждается ходом зависимости $W_{sp}(V_0)$ на рис. 4.

Рост величины откольной прочности, однако, прекращается при скорости ударника 380 m/s, т.е. когда влияние эксцесса функции распределения мезочастиц по скоростям начинает доминировать над влиянием дисперсии. Снижение откольной скорости связано с тем обстоятельством, что несимметрия функции распределения приводит к уменьшению средней скорости мезочастиц \bar{v} . Поскольку величина откольной скорости W_{sp}

отсчитывается от реально имеющейся на плато скорости частиц, то увеличение эксцесса функции распределения и, как следствие, снижение амплитуды импульса сжатия приводят к уменьшению откольной скорости на мезоуровне. Эта ситуация качественно иллюстрируется на рис. 1 и 2.

Структурные исследования

Металлографический анализ исходных образцов подтвердил идентичность их внутреннего строения как закаленной, так и высокоотпущенной (на сорбит) стали СП-28 с размерами зерен в пределах 20–100 μm . Детальный осмотр испытанных мишеней с помощью оптического и растрового электронного микроскопов выявил большое количество несплошностей разных размеров, образовавшихся в материале при ударном нагружении. В диапазоне увеличений от 500 до 5000 \times указанные несплошности имели закономерно изменяющийся рельеф поверхностей надрывов и трещин. Так, при скоростях ударника $V_0 = 130$ –150 m/s мелкие надрывы и соединяющие их извилистые трещины имели форму, подобную регулярной поверхности Коха [19] с наименьшим (видимым) порогом генерации рисунка 0.8–1.0 μm (рис. 5). Подобная геометрия несплошностей наблюдается до скоростей ударника $V_0 = 269$ m/s. После достижения этой скорости среди несплошностей начинают выявляться, а с дальнейшим увеличением V_0 и доминировать трещины пилообразной формы (рис. 6).



Рис. 5. Фрактограмма участка откольной поверхности типа лепестка Коха.

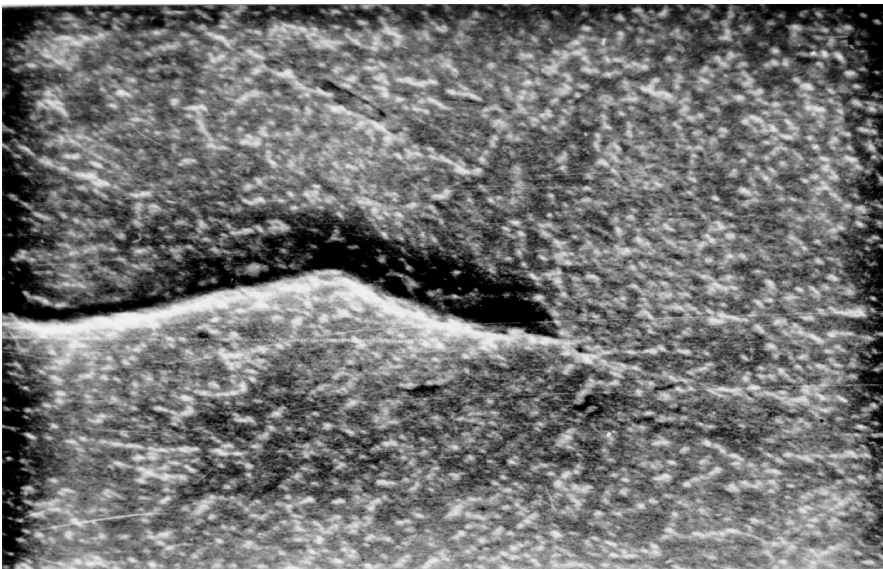


Рис. 6. Фрактограмма участка откольной поверхности с элементом пилообразной формы.

Проведенные структурные исследования позволили сделать следующие выводы: в зоне откольного разрушения имеется значительное число несплошностей с развитым рельефом поверхности в широком диапазоне пространственных масштабов, форма профиля их поверхностного рельефа сходна с элементами лепестков Коха. Эти выводы указывают на возможность проявления фрактальных свойств в механизмах зарождения и роста трещин. С целью проверки указанного предположения был проведен фрактальный анализ поверхностей трещин. Поскольку плоскости микрошлифов были ориентированы вдоль направления распространения ударной волны, то для нахождения фрактальной размерности наблюдаемых несплошностей мог быть применен метод вертикальных сечений [20]. С этой целью на фотоснимках

структуры, полученных в диапазоне увеличений от 50 до $5000\times$ с разными единичными масштабами n измерялась протяженность контура дефектов L и строилась графическая зависимость $\lg(L) - \lg(n)$, по тангенсу угла наклона которого определялась фрактальная размерность $D = \lg(L)/\lg(n)$.

При одинаковом количестве обработанных изображений в каждой из трех групп снимков с выбранными масштабными единицами: 1–0.1, 0.1–0.01, 0.01–0.001 mm при коэффициентах корреляции 0.692, 0.938 и 0.972 соответственно найденные значения фрактальной размерности $D = 0.7, 1.2, 1.26$ при $\lg(n) = 1, 2, 3$ хорошо соответствуют зависимости фрактального размера островков Коха с конечными генерациями от количества генераций.

Полученные результаты указывают на необходимость статистической "стыковки" обрабатываемых массивов между собой. Практически это означает почти десятикратное увеличение количества обрабатываемых наблюдений при уменьшении масштаба наблюдения в десять раз, что трудно выполнимо. По итоговому массиву $\lg(L) - \lg(n)$ в пределах трех порядков изменения масштаба при коэффициенте корреляции 0.81 было определено значение фрактальной размерности $D = 1.1$, что достаточно удовлетворительно согласуется со значением фрактальной размерности для триадных островков Коха ($D = 1.2618$ при $\lg(n) = \lg(3)$ [20]). Таким образом, полученный результат свидетельствует о фрактальных свойствах трещин, образующихся в стали СП-28 в условиях высокоскоростного нагружения.

Поскольку фрактальная размерность характеризует физическую систему в целом, то в микромеханике разрушения ее используют в качестве меры упорядоченности (или, наоборот, хаоса) внутренней структуры деформируемого твердого тела при анализе динамики трещин с позиций синергетики [21]. С этой точки зрения было бы интересно, используя подходы фрактальной геометрии, получить зависимости, связывающие функцию распределения по скоростям элементов материала с топологическими параметрами среды и фрактальной размерностью. С этой целью проинтегрируем соотношение, предложенное в [14] и связывающее скорость роста плотности микротрещин \dot{N} с разрушающими напряжениями при отколе

$$\dot{N} = K_1 K_2 \sigma_p^{n+1}, \quad (9)$$

где K_1 , K_2 и n — константы уравнения.

После интегрирования (9) получим

$$N = K_1 K_3 \sigma_p^{n+1} \Delta t. \quad (10)$$

Здесь Δt — время прохождения волны отражения. Принимая, что время прохождения прямой и обратной волн равны (для исследуемой стали это верно с большой степенью точности), определим Δt в виде соотношения полученного в работе [9]

$$\Delta t = l_{2c} / \Delta \Delta u, \quad (11)$$

где l_{2c} — критическая длина трещины сдвига.

Разрушающее напряжение σ_p при отколе определим из соотношения, также обоснованного в работе [9]

$$\sigma_p = K_{1a} / (\pi l_{1c})^{0.5}, \quad (12)$$

где K_a — критический коэффициент интенсивности напряжений по остановке трещины, l_{1c} — трещина отрыва критического размера.

Подставляя (12) и (11) в (10), получим

$$M = \frac{K_1 K_2 K_{1a}^{n+1}}{(\pi l_{1c})^{\frac{n+1}{2}}} \frac{l_{2c}}{\Delta \Delta u}. \quad (13)$$

С другой стороны, согласно [22], величина N после некоторой модификации, может быть записана в следующем виде:

$$N = \lambda l_{1c}^{-2D}, \quad (14)$$

где λ — постоянная.

Приравнявая (13) и (14), получим

$$\frac{\Theta}{\Delta \Delta u} = \frac{l_{1c}^{m-D}}{l_{2c}}, \quad (15)$$

где $\Theta = K_1 K_2 K_{1a}^{(n+1)} / \pi$, $m = (n+1)/2$.

После логарифмирования выражения (13) представим окончательный результат в виде

$$D = m + \frac{\lg(\Delta \Delta u) - \lg(l_{2c}) - \lg \Theta}{\lg(l_{1c})}. \quad (16)$$

Подстановка достаточно типичных значений параметров, входящих в соотношение (16), $m = 1.5$, $l_{1c} = 10^{-4}$ м, $l_{2c} = 5 \cdot 10^{-5}$ м, $\Delta \Delta u = 60$ м/с, дает значение фрактальной размерности $D = 0.943$, что достаточно близко значению $D = 1.1$, найденному экспериментальным путем на основе количественной фрактальной геометрии.

Таким образом, можно заключить, что полученная зависимость определяет соответствие между эксцессом функции распределения по скоростям элементов среды, соответствующих мезоскопическому масштабному уровню, ее механическими и топологическими свойствами и фрактальной размерностью образующихся при откольном разрушении несплошностей.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-16807-а).

Список литературы

- [1] Полухин И.П., Гун Г.Я., Галкин А.М. Сопротивление пластической деформации металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1983. 352 с.
- [2] Эшштейн Г.Р. Строение металлов, деформированных взрывом. М.: Металлургия, 1988. 280 с.
- [3] Владимиров В.И. Коллективные эффекты в ансамблях дефектов. Л.: Наука, 1987. С. 43–57.
- [4] Диваков А.К., Коханчик Л.С., Мещеряков Ю.И., Мышляев М.М. // ПМТФ. 1987. № 3. С. 133–144.
- [5] Mescheryakov Yu.I., Divakov A.K. // DYMAT J. 1994. Vol. 1. N 4. P. 271–287.
- [6] Mescheryakov Yu.I. // Shock compression of condensed matter-1995. Seattle, 1995. Pt. 1. P. 623–625.
- [7] Барактин Б.К., Мещеряков Ю.И., Савенков Г.Г. // ЖТФ. 1991. Т. 1. Вып. 6. С. 8–12.
- [8] Мещеряков Ю.И., Савенков Г.Г. // Проблемы прочности. 1990. № 12. С. 83–85.
- [9] Мещеряков Ю.И., Савенков Г.Г. // ПМТФ. 1993. № 3. С. 138–142.
- [10] Grady D.E. Proc. Intern. Conf. "Metallurgical and Applications of Shock-Waves and High-Strain-Rate Phenomena". Explomet-85. P. 587–597.

- [11] *Hubburd J.* // Proc. Roy. Soc. 1961. Vol. A.260. N 1300. P. 114.
- [12] *Mescheryakov Yu.I., Prokuratova E.I.* // Intern. J. Solid and Structures. 1995. Vol. 32. P. 1711–1726.
- [13] *Степнов М.Н.* // Статистические методы обработки результатов механических испытаний. М.: Металлургия. 1985. 232 с.
- [14] *Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортвов В.Е.* // ПМТФ. 1984. № 5. С. 60–64.
- [15] *Степанов Г.В.* // Упругопластическое деформирование и разрушение металлов в условиях импульсного нагружения. Киев.: Наукова думка, 1991. 288 с.
- [16] *Волков И.А.* // ПМТФ. 1993. № 2. С. 19–24.
- [17] *Гриняев Ю.В., Панин В.Е.* // Экспериментальное исследование и теоретическое описание дисклинаций. Л.: Наука, 1988. С. 66–72.
- [18] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
- [19] *Undertwood E.E.* // JAM. 1990. N 10. P. 10–15.
- [20] *Luny S.W., Zhny S.S.* Preprint Intern. Atomic Agency and United Nation Educat. Science and Cultural Organ. N 76. 1989. 11 p.
- [21] *Иванова В.С.* // Синергетика. Прочность и разрушение металлических материалов. М.: Наука, 1992. 160 с.