

03;05;11;12

## Повреждаемость поверхности при кавитационной эрозии

© С.Н. Буравова

Институт структурной макрокинетики РАН,  
142432 Черноголовка, Московская область, Россия

(Поступило в Редакцию 16 апреля 1997 г.)

Эрозия рассматривается как результат периодического нагружения поверхности сферическими волнами, генерируемыми в зоне схлопывания кавитационных пузырьков. Особенностью кавитационного воздействия является образование в центре контактной поверхности зоны интенсивных разрушений. Повреждаемость возникает вследствие образования под зоной контакта откольных продольных трещин, которые представляют собой систему мелких кольцевых трещин, соосных глубокой канальной трещине. Зона повреждаемости (раковина) занимает незначительную долю поверхности кратера (зоны контакта с ударной волной). Глубина продольных трещин на порядок меньше толщины упрочненного слоя. Процессы упрочнения и повреждаемость протекают одновременно.

Динамическое разрушение твердого тела под действием импульсных нагрузок принципиально отличается от квазистатического разрушения. Это объясняется тем, что характерный размер динамической нагрузки много меньше образца, на который она действует. Поэтому дефекты, ответственные за повреждаемость в квазистатических условиях, оказываются неработоспособными. Динамическое разрушение имеет откольную природу и обязано интерференции волн разгрузки, сопровождающей импульс сжатия. Геометрический фактор расположения свободных поверхностей, источников волн разгрузки, при этом является определяющим. Рассмотрение механизма эрозионного изнашивания [1–3], учитывающее высокоскоростной характер импульсного деформирования, позволило выявить два типа откольных трещин. Инкубационная стадия характеризуется возникновением продольных трещин под зоной приложения нагрузки. Фокусировка волн разгрузки, идущих с боковых граничной частицы, генерирует канальную трещину, которая сама становится источником волн разгрузки, что влечет за собой генерацию соосных кольцевых трещин. Тип повреждаемости, состоящей из системы соосных кольцевых трещин, назван множественным продольным откольным разрушением. Материал под зоной контакта фрагментируется, в результате на поверхности твердого тела образуется впадина. Продольный тип откольных разрушений является основным механизмом, формирующим рельеф поверхности. Унос материала при этом незначителен, и осколки представляют собой мелкие, в основном равноосные кусочки. Инкубационная стадия заканчивается, когда геометрия впадины позволяет импульсу, возникающему при ударе частицы в дно впадины, проходить через боковую стенку. Выход такого импульса на лицевую поверхность и взаимодействие его с отраженной волной разгрузки формирует поперечную зону высоких растягивающих напряжений, ориентированную под малым углом к поверхности. Потеря материала на стационарной стадии эрозии обязана поперечным трещинам и идет из зоны, прилегающей к контактной поверхности. Продукты изнашивания представляют собой крупные,

пластинообразные осколки, по размеру превосходящие кусочки, удаляемые из зоны контакта.

За повреждаемость преграды ответственны волны разгрузки, сопровождающие импульс сжатия. Сама ударная волна при прохождении по материалу изменяет его микроструктуру, в результате материал упрочняется. Оба процесса — повреждаемость и упрочнение протекают одновременно. Упрочнению подвергается материал под зоной контакта внутри конической поверхности, где распространяется импульс сжатия. Вне этой конической поверхности материал не подвергается возмущению, в том числе и участки поверхности, непосредственно прилегающие к зоне контакта (по крайней мере на начальном этапе соударения). Аналогичное явление наблюдается при течении газа в сверхзвуковом диффузоре, имеется предельный угол расширения потока, вне которого течение отсутствует.

Откольный механизм эрозии базируется на анализе характера повреждаемости при динамических нагрузках в широком диапазоне амплитуд воздействия, таких как удар пластины (скорость  $\sim 1$  km/s) [4], детонационное напыление (скорость частиц 0.2–0.5 km/s) [5], импульсное лазерное облучение (соответствует скорости удара 0.05–0.15 km/s) [6] и анализе литературных данных [7]. Тот факт, что морфология повреждаемости пластичных материалов при высокоскоростных и низкоскоростных нагрузках (последние традиционно рассматриваются как квазистатическое воздействие) является идентичной, свидетельствует о том, что общий подход с позиции волновой механики к низкоскоростному нагружению более оправдан [8]. Развиваемая в работах [1–3] теория откольного механизма эрозии относится к наиболее простому случаю, когда материалы ударника и преграды одинаковы и поверхность контакта ударника является плоской.

Поскольку геометрический фактор в откольном механизме является определяющим, то представляет интерес изучить эродент сферической формы (точнее, двумерный с круговым сечением) на примере кавитационного воздействия.

Экспериментальное изучение разрушения поверхности под действием схлопывающихся пузырьков обнаруживает качественное сходство с капельной эрозией [7]. В обоих процессах на ранней инкубационной стадии происходят существенные структурные изменения, а на поверхности возникают изолированные вмятины. В центре этих кратеров имеются глубокие раковины неправильной формы, от которых внутрь распространяются продольные микротрещины [9,10]. В экстремальных нагрузках, например на лопатки паровых турбин, глубина канальных трещин может достигать нескольких диаметров капель [11]. Увеличение числа циклов нагружения приводит к возникновению на поверхности крупных выбоин [12]. Унос материала происходит вследствие разрушения кромок таких язвенных образований [7,10], при этом под кромками часто наблюдаются поры, полости. В настоящее время экспериментально установлено, что поперечные трещины являются основной причиной потери материала на стационарной стадии эрозионного изнашивания поверхности [7,13].

Для объяснения кавитационного разрушения предложено несколько механизмов эрозии [7]. Общепринятое мнение, основанное на сходстве процессов капельной и кавитационной повреждаемости и обнаружении раковин в центре вмятин, заключается в том, что разрушение поверхности происходит под действием кумулятивных струй, возникающих при схлопывании кавитационных пузырьков. Однако такие струи могут возникать при несимметричном схлопывании пузырьков, которое имеет место только для пузырьков, расположенных на поверхности образца. Другим возможным механизмом являются ударные волны, генерируемые из зоны схлопывания пузырьков. Однако с помощью ударных волн не удается объяснить возникновение раковин. И наконец, предполагается, что в случае интенсивного кавитационного нагружения крупные язвенные образования возникают под действием коллективной ударной волны. Последняя образуется при одновременном схлопывании скопления пузырьков. Следует заметить, что ни один из предложенных механизмов не позволил проанализировать поле напряжений внутри твердого тела, определяющее траектории поперечных трещин, ответственных за потерю материала при эрозии.

В данной работе кавитационная повреждаемость рассматривается как результат периодического нагружения поверхности сферическими волнами, идущими из зоны схлопывания кавитационных пузырьков [14]. Давление в таких волнах оценивается в пределах 50–1000 МПа [7].

Уравнение распространения в среде индивидуальной ударной волны, расширяющейся со скоростью  $c_1$ , имеет вид  $(x-1)^2 + y^2 = (1+\tau)^2$ , где  $x, y$  нормированы на радиус сферы в момент соударения с поверхностью ( $r_0$ ),  $\tau = (c_1 t)/r_0$  — безразмерное время. Предполагается, что на начальном этапе соударения давление на границе раздела  $P_0$  близко к значениям, характерным для плоского удара. Тогда массовая скорость за фронтом ударной волны в преграде будет равна  $u_0 = P_0/(\rho_0 c_0)$ , где  $\rho_0$ ,

$c_0$  — плотность и скорость звука в материале преграды. Давление на границе контактной поверхности  $P$  падает по мере расширения сферического ударника

$$\frac{P}{P_0} = \frac{1}{(x-1)^2 + y^2}.$$

Предполагается, что воздействие на преграду ( $x=0$ ) прекращается, когда радиус сферической волны увеличится в два раза ( $y = \sqrt{3}$ ). Скорость перемещения границы контактной поверхности

$$\frac{dy}{d\tau} = \frac{\tau + 1}{\sqrt{\tau^2 + 2\tau}}$$

является величиной переменной и меняется от бесконечно большой величины в начальный момент удара до скорости звука невозмущенной жидкой среды  $c_1$ . Поэтому отраженная ударная волна в жидкости всегда будет привязана к границе контактной поверхности. Ударная волна в преграде следует за границей, пока скорость последней превышает скорость звука в металле  $c_0$ . В момент

$$\tau_0 = \frac{k}{\sqrt{k^2 - 1}} - 1$$

ударная волна отделяется от границы контактной поверхности ( $k = c_0/c_1$ ), что приводит к образованию центрированной тороидальной (для сферической симметрии) или цилиндрической (для двумерного ударника) волны разгрузки с центром  $y_0 = 1/\sqrt{k^2 - 1}$ .

Скорость распространения фронта ударной волны равна  $D/c_0 = 1 + 0.5\sigma_0$ , а скорость распространения головной характеристики волны центрированной разгрузки, равной скорости звука сжатого материала,

$$\frac{c}{c_0} = 1 + \frac{n-1}{n+1}\sigma_0.$$

Здесь

$$\sigma_0 = \frac{n+1}{2} \frac{u_0}{c_0}$$

— малый параметр,  $u_0$  — показатель в степенной зависимости давления от плотности.

Для большинства металлов  $k$  близко к 4. Координата встречи головных характеристик на фронте ударной волны  $x_0$  характеризует глубину, на которой импульс сжатия затухает. Определяется  $x_0$  из выражения

$$x_0 = \frac{y_0}{\sqrt{\left(\frac{c}{c_0}\right)^2 - \left(\frac{D}{c_0}\right)^2}} = \frac{y_0}{\sqrt{\frac{n-3}{n+1}\sigma_0 \left(1 + \frac{3n-1}{4(n+1)}\sigma_0\right)}}.$$

Когда давление  $P_0$  превосходит динамический предел упругости Гюгонио  $P_H$ , упрочнение поверхностного слоя до глубины  $x_0$  происходит при однократном прохождении ударной волны. Когда  $P_0 < P_H$ , упрочнение идет путем накопления деформации при повторных нагрузках. Если упруго-пластический гистерезис материала  $\zeta$  известен, то критическое число циклов нагружения  $N_0$ , требуемое

Характеристики поврежденного кавитационным воздействием поверхностного слоя

$P_0, \text{MPa}$	844	703	562	422	281	158	141	70.5
$V_0, \text{m/s}$	750	625	500	375	250	140	125	62.5
$\sigma_0$	0.0375	0.0313	0.0250	0.0188	0.0125	0.0070	0.0063	0.0031
$N_0 \cdot 10^{-3}$	0.001	0.001	0.200	0.600	1.400	3.286	3.800	8.600
$x_0$	2.981	3.266	3.652	4.216	5.164	6.901	7.303	10.328
$\Psi_0 = 90^\circ$	11.2	10.2	9.1	7.9	6.4	4.8	4.5	3.2
$y_0 = 0.2582, \quad y_1 = 0.1947$								
$N_* \cdot 10^{-3}$	54.771	72.313	101.458	156.744	289.794	690.526	818.665	2318.350
$L_0$	0.4365	0.4391	0.4415	0.4434	0.4452	0.4464	0.4465	0.4466
$L_1$	0.1074	0.1081	0.1087	0.1091	0.1096	0.1098	0.1099	0.1101
$y'_2 = 0.1349, \quad y'_3 = 0.0855, \quad y''_3 = 0.1842, \quad y'_4 = 0.0501$								
$N_{**} \cdot 10^{-3}$	5.401	6.682	8.600	11.800	18.200	33.285	37.440	75.800
$L'_2$	0.0926	0.0945	0.0963	0.0981	0.0999	0.1015	0.1018	0.1026
$L'_3$	0.0765	0.0780	0.0795	0.0810	0.0825	0.0838	0.0840	0.0845
$L''_3$	0.0162	0.0165	0.0168	0.0172	0.0175	0.0178	0.0179	0.0180
$L'_4$	0.0548	0.0559	0.0570	0.0581	0.0592	0.0601	0.0602	0.0606

для упрочнения материала до глубины  $x_0$ , определяется выражением

$$N_0 = \frac{1}{\zeta} \left( \frac{P_H}{P_0} - 1 \right).$$

В таблице представлены характеристики поврежденного поверхностного слоя в зависимости от интенсивности кавитационного воздействия  $P_0$ . Расчет проводился при следующих параметрах:  $k = 4$ ,  $\rho_0/\rho_1 = 2.5$

$$\sigma_H = \frac{n+1}{2} \frac{P_0}{\rho_0 c_0} = 0.03,$$

$$\sigma_* = \frac{n+1}{2} \frac{P_*}{\rho_0 c_0} = 0.06, \quad \zeta = 0.001.$$

В таблице для сравнения приведены значения скоростей капли  $V_0$ , которая при ударе создает в преграде то же давление, что и кавитационная ударная волна. Из таблицы видно, что толщина упрочненного слоя растет, когда интенсивность воздействия падает. Такая зависимость объясняется уменьшением разницы между скоростью распространения фронта ударной волны и скоростью звука сжатого материала. При низких давлениях разгрузка будет дольше догонять фронт ударной волны. Однако низкая интенсивность воздействия требует многократного повторения циклов нагружения, прежде чем в материале произойдут структурные изменения. В таблице приведены значения угла раскрытия конической поверхности  $\Psi_0$ , внутри которой распространяется импульс сжатия  $[1-3] \text{ tg } \Psi_0 = (1 - 0.5\sigma_0)/\sqrt{\sigma_0}$ . Для сред с высокой динамической жесткостью, к которым относятся металлы, угол  $\Psi_0$  близок к  $\pi/2$ , однако с ростом давления  $P_0$  расходимость потока за фронтом ударной волны возрастает.

Повреждаемость поверхностного упрочнения слоя обусловлена интерференцией встречных центрированных волн разгрузки. Фокусировка волн разгрузки создает на оси симметрии ( $y = 0$ ) канальную зону растягивающих напряжений. Для волн разгрузки, источником которых является свободное пространство, интенсивность растягивающих усилий определяется расходимостью потока за фронтом ударной волны. Угол отклонения возмущенного разгрузкой участка фронта ударной волны от первоначального  $\alpha = \sqrt{\sigma_0} - \sqrt{\sigma}$  является малой величиной.

Скорость растяжения в зоне интерференции  $v_0$  равна

$$\frac{v_0}{c_0} = \frac{u}{c_0} \alpha = \frac{2}{n+1} \sigma_0^{\frac{3}{2}} (1 - \sqrt{m}) m.$$

Здесь  $m = \sigma/\sigma_0$ . Приведенная зависимость  $v_0(m)$  имеет экстремум при  $m = 4/9$ . Для невозмущенного потока  $\sigma = \sigma_0$ ,  $\alpha = 0$  и  $v_0 = 0$ ; на хвостовой характеристике волны разгрузки  $\sigma = 0$ , но  $\alpha = \sqrt{\sigma_0}$ , поэтому и  $v_0 = 0$ . Максимальная величина скорости растяжения

$$\frac{v_0}{c_0} = \frac{8}{27} \frac{\sigma_0^{\frac{3}{2}}}{n+1},$$

по-видимому, является несколько завышенной, так как не учтена "подпитка" от волн сжатия, возникающих на границе раздела при  $y > y_0$ .

Малая величина расходимости потока определяет низкие растягивающие усилия в зоне интерференции, которые по величине существенно отличаются от откольной прочности материала  $P_*$ . Канальная трещина формируется в режиме динамической усталости. Критическое число циклов нагружения  $N_*$ , требуемое для зарождения трещины на поверхности твердого тела, определяется

выражением

$$N_* = \frac{1}{\zeta} \left( \frac{u_*}{v_0} - 1 \right),$$

где

$$u_* = \frac{P_*}{\rho_0 c_0}.$$

Последующее увеличение числа циклов сверхкритического приводит к росту трещины в глубину. Для канальной трещины глубина  $L_0$  определяется выражением [2,3,8]

$$L_0 = y_0 \operatorname{tg} \arccos \frac{u_*}{v_0(1 + \zeta N)} = y_0 \sqrt{\frac{\zeta N_*}{\zeta N_* + 1} \left( \frac{N}{N_*} - 1 \right)}.$$

Рост канальной трещины меняет характер последующего нагружения, поскольку она сама становится источником волны разгрузки. В результате интерференции двух центрированных встречных волн разгрузки с источниками  $y = 0$  и  $y = y_0$  при  $N > N_*$  генерируется кольцевая зона растягивающих напряжений. Раньше всего нарушение сплошности произойдет на поверхности твердого тела  $y_1 = (y_0 + k\tau_0)/2$  при  $N = 2N_*$ . Последующее кавитационное воздействие приводит к росту кольцевой трещины первого поколения и образованию новой центрированной волны разгрузки. Новая волна с центром  $y_1$  будет оказывать влияние на канальную трещину, "расклинивая" ее. Влияние волны разгрузки, идущей от  $y_0$ , прекращается.

Динамическое "расклинивание" трещины под действием циклических нагрузок принципиально отличается от квазистатического, которое сопровождается углублением трещины. В силу того что координата зарождения кольцевой трещины  $y_1$  меньше  $y_0$ , новая волна разгрузки не сможет углубить ранее образовавшуюся трещину. С возникновением кольцевой трещины рост канальной трещины прекращается и максимальная глубина  $L_0$ , на которую прорастет откольное повреждение, оказывается при  $N = 2N_*$ . Динамический характер повреждаемости преграды при действии циклических нагрузок проявляется в росте числа продольных кольцевых трещин, причем углубление трещины происходит за время зарождения нового поколения трещин. Растущая новая трещина прекращает рост трещины предшествующего поколения.

Кольцевая трещина первого поколения, как и канальный откол, определяется расходимостью потока, и ее максимальная глубина будет равна

$$L_1 = (y_0 - y_1) \sqrt{\frac{\zeta N_*}{1 + \zeta N_*}}.$$

Как видно из таблицы, критическое число циклов  $N_*$  существенным образом зависит от интенсивности кавитационного воздействия, в то время как максимальные глубины их проникновения в преграду почти не зависят от  $P_0$ .

Канальная трещина ориентирована в силу симметричного расположения встречных волн разгрузки, ее порождающих, строго в продольном направлении. Кольцевые

трещины имеют незначительное отклонение. Берега продольных трещин, как свободные поверхности, ориентированные в направлении ударного воздействия, порождают центрированную волну разгрузки, которая снижает давление в ударной волне до  $P = P_0/4$  [1-3,8]. Остаток этого давления снимается боковой волной разгрузки. Скорость растяжения в зонах интерференции волн разгрузки, источниками которых являются продольные трещины  $\omega_0$ , отличается от скорости растяжения, обусловленной расходимостью потока за ударной волной

$$\omega_0 = \frac{2}{n+1} \frac{\sigma_0}{4} c_0.$$

Критическое число циклов  $N_{**}$ , необходимых для зарождения кольцевых трещин второго и последующих поколений, определяется выражением

$$N_{**} = \frac{1}{\zeta} \left( \frac{u_*}{\omega_0} - 1 \right).$$

Координата зарождения кольцевой трещины нового поколения, генерируемой соседними волнами разгрузки с центрами  $y_a$  и  $y_b$ , будет определяться выражением  $y_{ab} = 0.5(y_a + y_b + k\tau_b - k\tau_a)$ , а глубина ее проникания

$$L_{ab} = 0.5(y_b - y_a - k\tau_b + k\tau_a) \sqrt{\frac{\zeta N_{**}}{1 + \zeta N_{**}}}.$$

Как видно из таблицы, повреждаемость раньше возникает на периферийных участках зоны разрушения. Размер зоны разрушения  $y_0$  составляет малую долю от размера контактной зоны  $y = \sqrt{3}$ . По мере возникновения кольцевых трещин координаты их смещаются к центру, а глубины проникания уменьшаются.

Таким образом, физическая модель кавитационной повреждаемости, как результат периодического нагружения поверхности ударными волнами, генерируемыми схлопыванием пузырьков, способна объяснить экспериментальный факт образования глубоких раковин во вмятинах поверхности. Что же касается двух других предложенных моделей кавитационного воздействия, то повреждаемость от кумулятивных струй может иметь место. Но специфические условия, необходимые для несимметричного схлопывания пузырька, не делают этот механизм определяющим.

Мнение, что язвенные образования являются результатом коллективной ударной волны, видимо, является ошибочным. Формирование многофронтной ударной волны при одновременном ударе нескольких частиц [3] приводит к изменению закона затухания объединенной волны. Длительность воздействия такой волны возрастает, что приводит к увеличению толщины упрочненного слоя. Однако для тех нагрузок, которые реализуются при кавитационном воздействии ( $u_0/c_0 \lesssim 0.02$ ), увеличение толщины упрочненного слоя не ожидается значительным. Откольная повреждаемость зависит от наличия волн разгрузки и поэтому не зависит от длительности объединенной ударной волны. В тех случаях, когда

происходит одновременное схлопывание очень большого скопления пузырьков и образуется почти плоская ударная волна, условия для возникновения волн разгрузок исчезают и продольная повреждаемость не возникает. Образование крупных язв на поверхности при интенсивном кавитационном воздействии скорее нужно отнести к значительному возрастанию числа ударных воздействий на зону контакта в единицу времени, чем к действию объединенной ударной волны.

## Список литературы

- [1] Буравова С.Н. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 17. Вып. 17. С. 63–67.
- [2] Буравова С.Н. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 8. С. 58–66.
- [3] Buravova S. // Wear. 1992. Vol. 157. P. 359–370.
- [4] Ададуров Г.А., Беликова А.Ф., Буравова С.Н. // ФГВ. 1992. № 4. С. 95–109.
- [5] Беликова А.Ф., Буравова С.Н., Киселев Ю.Н., Мионов Э.А. // ФизХОМ. 1989. № 4. С. 100–106.
- [6] Беликова А.Ф., Буравова С.Н., Гончаров А.А., Федько // Поверхность. 1989. № 10. С. 134–139.
- [7] Preece C.M. Erosion / Ed. C.M. Preece. New York: Academic Press, 1979. P. 268.
- [8] Buravova S.N., Goncharov A.A., Kiselev Ju.N. // Tribology International. 1996. Vol. 29. N 5. P. 359–363.
- [9] Brown R., Kosco S., Jun E.J. // Wear. 1983. Vol. 88. P. 181–193.
- [10] Hansson I., Kristensen K.J., Mörch K.A. // J. Phys. D. 1978. N 11. P. 891–898.
- [11] Field J.E., Lesser M.B., Dear J.P. // Proc. Roy. Soc. A. 1985. Vol. 401. P. 225–249.
- [12] Георгиевская Е.П. Кавитационная эрозия гребных винтов. Л.: Судостроение, 1978. С. 129.
- [13] Рафф А.И., Видернхорн С.М. Эрозия / Под ред. К. Криса. М.: Мир, 1982. С. 80–139.
- [14] Buravova S. // High Pressure Science and Technology / Ed. W.A. Trzecia Kowski. Warsaw: World Scientific, 1995. P. 944–946.