

но-микроскопических снимках таких зерен выявляется большое количество изгибных экстинкционных контуров различной формы и размеров (рис. 2).

Микродвойникование является основным механизмом деформации стали и в слое, расположенном на глубине приблизительно 80 мкм. Однако в большинстве случаев в зерне выявляется одна система двойникования. Двойники располагаются протяженными пачками, занимающими весь объем зерна.

Объемы с фрагментированной субструктурой являются местами зарождения разрушения материала [13, 14], что в полной мере относится к поверхностным слоям толщиной до 10 мкм, где формируются области с критической структурой, не способные к дальнейшей эволюции. Образование такой структуры должно являться одним из факторов, приводящим к зарождению и росту субмикротрещин с последующим их объединением и образованием магистральной трещины [15]. Другим решающим фактором, снижающим усталостную долговечность, является наличие карбидных частиц $(\text{Cr, Fe})_{23}\text{C}_6$. Это мощные концентраторы напряжений, приводящие в условиях формирования критической субструктуры к трещинообразованию.

Выводы. Исчерпание пластичности поверхностных слоев материала с нанокристаллической структурой в области стыка систем микродвойникования приводит к разрушению стали 20X23H18 в условиях многоциклового усталости. Второй решающей причиной усталостного разрушения является наличие включений карбидных частиц, приводящих к формированию микротрещин.

УДК 669.017:539

**С.Г. Молотков¹, Е.С. Ващук², Е.А. Будовских²,
В.Е. Громов², В.Я. Целлермаер²**

¹ Кузбасская государственная педагогическая академия

² Сибирский государственный индустриальный университет

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ГРАНИЦЫ ЗОНЫ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ С ОСНОВОЙ МЕТАЛЛА*

В работе [1] показано, что при электровзрывном меднении поверхности углеродистой стали на границе зоны легирования с основой наблюдается формирование волнообразного рельефа с характерным периодом порядка 10 мкм. Можно предположить, что оно обусловлено течением расплава вдоль поверхности от центра зоны плазменного воздействия к ее периферии

- ### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК
1. Соснин О.В. Эволюция структурно-фазовых состояний сталей при усталости. – Новосибирск: Наука, 2002. – 211 с.
 2. Sosnin O.V., Gromova A.V., Suchkova E.Yu. et al. // International Journal of Fatigue. 2005. V. 27. Iss. 10-12. P. 1221 – 1226.
 3. Sosnin O.V., Gromova A.V., Ivanov Yu.F. et al. // International Journal of Fatigue. 2005. V. 27. Iss. 10-12. P. 1186 – 1191.
 4. Kononov S.V., Atroshkina A.A., Ivanov Yu.F. et al. // Material Science and Engineering. 2010. V. 527. Iss. 12. P. 3040 – 3043.
 5. Иванова В.С., Терентьев В.Ф., Коган И.С. и др. // ФИЗХОМ. 1979. № 2. С. 136 – 143.
 6. Воробьев С.В., Коваленко В.В., Иванов Ю.Ф. и др. // Изв. РАН. Серия физическая. 2006. Т. 70. № 9. С. 1377 – 1383.
 7. Иванов Ю.Ф., Громов В.Е., Горбунов С.В. и др. // ФММ. 2011. Т. 112. № 1. С. 85 – 93.
 8. Марочник сталей и сплавов / Под ред. В.Г. Сорокина. – М.: Машиностроение, 1989. – 640 с.
 9. Иванов Ю.Ф., Горбунов С.В., Воробьев С.В. и др. // Физическая мезомеханика. 2011. Т. 14. № 1. С. 75 – 82.
 10. Горбунов С.В., Воробьев С.В., Иванов Ю.Ф. и др. // ФИЗХОМ. 2011. № 1. С. 61 – 65.
 11. Утевский Л.М. Дифракционная электронная микроскопия в металловедении. – М.: Металлургия, 1973. – 584 с.
 12. Электронная микроскопия тонких кристаллов / П. Хирш, А. Хови, Р. Николсон и др. – М.: Мир, 1968. – 574 с.
 13. Терентьев В.Ф. // Доклады АН СССР. 1969. Т. 185. № 2. С. 324 – 326.
 14. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. – М.: Металлургия, 1986. – 224 с.
 15. Финкель В.М. Физика разрушения. – М.: Металлургия, 1970. – 376 с.

© 2012 г. С.В. Воробьев, В.Е. Громов, Ю.Ф. Иванов,
В.В. Сизов, А.Ф. Софрошенков
Поступила 30 сентября 2011 г.

* Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 гг. (контракт № 14.740.11.0813) и грантом РФФИ (проект № 11-02-91150-ГФЕН-а).

и возникновением неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [2]. Обоснование этого предположения требует математического описания процесса возникновения и развития гидродинамической неустойчивости, что и явилось целью настоящей работы.

Импульсные многофазные плазменные струи используются для модификации структуры и свойств поверхности металлов и сплавов [3]. При электровзрывном легировании (ЭВЛ) такие струи служат как для нагрева поверхности выше температуры плавления, так и для насыщения образующегося расплава продук-

тами взрыва с последующей самозакалкой [4]. Основные параметры плазменного воздействия на поверхность при электровзрывном легировании – это время импульса (100 мкс), поглощаемая плотность мощности (порядка 10^9 Вт/м²) и давление на оси струи (порядка $10^6 - 10^7$ Па).

Для объяснения формирования волнообразного рельефа на границе зоны электровзрывного меднения с основой рассмотрим следующую модель. Многофазная плазменная струя, получающаяся в результате электрического взрыва медной фольги, натекает на плоскую поверхность железного образца и растекается вдоль нее. Двигаясь вдоль поверхности, слой 1 плазмы (рис. 1) вызывает оплавление металла, радиальное течение слоя 2 расплава и легирование его медью. При этом фронт плавления, определяющий положение границы раздела зоны легирования с основой, продолжает распространяться вглубь. Сверху от него формируется тонкий слой 3, который вследствие малого времени существования остается неподвижным и не легируется медью.

Слой 1 располагается в интервале $h < z < \infty$ (рис. 1) и представляет собой идеальную жидкость плотностью $\rho_1 = 1$ кг/м³, динамической вязкостью $\mu_1 = 0$, коэффициентом поверхностного натяжения $\sigma_1 = 0$, движущуюся со скоростью $U_1 = 100$ м/с вдоль оси x . Слой 2 располагается в области $0 < z < h$ и представляет собой сильно легированный медью расплав, имеющий плотность $\rho_2 = 8,03 \cdot 10^3$ кг/м³, динамическую вязкость $\mu_2 = 4,3 \cdot 10^{-3}$ Па·с, коэффициент поверхностного натяжения $\sigma_2 = 1,351$ Н/м. Толщина h этого слоя составляет $1 \cdot 10^{-5}$ м, скорость движения U_2 . Слой 3 располагается в интервале $-\infty < z < 0$ и представляет собой расплав железа плотностью $\rho_3 = 7,02 \cdot 10^3$ кг/м³, динамической вязкостью $\mu_3 = 6,8 \cdot 10^{-3}$ Па·с, коэффициентом поверхностного натяжения $\sigma_3 = 1,85$ Н/м; скорость движения $U_3 = 0$.

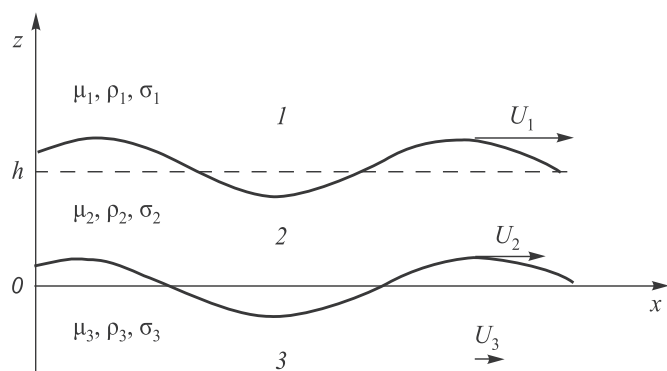


Рис. 1. Геометрия поверхности зоны электровзрывного меднения стали:

1 – плазма, содержащая конденсированные частицы продуктов взрыва медной фольги; 2 – верхний поверхностный слой расплава, легированный медью; 3 – нижний слой расплава железа (волнистые линии изображают колебания границ разделов в результате возникновения неустойчивости Кельвина-Гельмгольца)

Для упрощения расчетов делаем следующие предположения. Жидкости несжимаемы. Волна распространяется вдоль оси x и однородна вдоль оси y . В такой волне все величины не зависят от координаты y .

Колебания частиц расплава на границах раздела можно описать с помощью потенциалов скоростей $\varphi_{1,2,3}(x, y, z, t)$. Смещения границ раздела двух сред от положения равновесия составляют $z = \xi(x, y, z, t)$ для $z = 0$ и $z = \eta(x, y, z, t)$ для $z = h$. Уравнения несжимаемости и кинематические граничные условия запишем в следующем виде [5]:

$$\Delta\varphi_{1,2,3} = 0; \tag{1}$$

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} + U_1 \frac{\partial\eta}{\partial x} = \frac{\partial\varphi_1}{\partial z}, \quad z = h; \tag{2}$$

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} + U_2 \frac{\partial\eta}{\partial x} = \frac{\partial\varphi_2}{\partial z}, \quad z = h; \tag{3}$$

$$\frac{\partial\xi}{\partial t} + U_2 \frac{\partial\xi}{\partial x} = \frac{\partial\varphi_2}{\partial z}, \quad z = 0; \tag{4}$$

$$\frac{\partial\xi}{\partial t} + U_3 \frac{\partial\xi}{\partial x} = \frac{\partial\varphi_3}{\partial z}, \quad z = 0. \tag{5}$$

Уравнения (1) – (5) дополним динамическими перколяционными граничными условиями, которые описывают проникновение элементарных объемов одной среды в другую [2]. В них присутствует перекрестное расположение возмущений потенциалов скоростей и вязкости взаимодействующих сред в отличие от непроницаемых граничных условий для случая, когда элементарные объемы одной среды не проникают в другую, и условия содержат произведения скорости и вязкости одноименных сред [6]. Использование перколяционных граничных условий позволяет объяснить наблюдаемое экспериментально легирование расплава на большую глубину за малое время импульсного плазменного воздействия. Динамические граничные условия, учитывающие перколяцию, запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} &\rho_1 \left(g^* \eta + \frac{\partial\varphi_1}{\partial t} + U_1 \frac{\partial\varphi_1}{\partial x} \right) - 2\mu_2 \frac{\partial^2\varphi_1}{\partial x^2} = \\ &= \rho_2 \left(g^* \eta + \frac{\partial\varphi_1}{\partial t} \right) + 2\sigma_2 \frac{\partial^2\eta_1}{\partial x^2}, \quad z = h; \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned} &\rho_1 \left(g^* \xi + \frac{\partial\varphi_2}{\partial t} \right) + 2 \left(\mu_2 \frac{\partial^2\varphi_3}{\partial x^2} - \mu_3 \frac{\partial^2\varphi_2}{\partial x^2} \right) = \\ &= \rho_3 \left(g^* \eta + \frac{\partial\varphi_3}{\partial t} \right) + \sigma^* \frac{\partial^2\xi}{\partial x^2}, \quad z = 0, \end{aligned} \tag{7}$$

где g^* – эффективное ускорение частиц расплава на границах раздела, соответствующее давлению p натекающей на поверхность плазмы; $\sigma^* = |\sigma_2 - \sigma_3|$ – межфазное

поверхностное натяжение на границе металлов (правило Антонова [7]); σ_2, σ_3 – поверхностное натяжение каждого из металлов.

Представляя искомые функции в виде $\varphi_1 \sim A \exp(-kz)$, $\varphi_2 \sim B \exp(-kz) + C \exp(-kz)$, $\varphi_3 \sim D \exp(kz)$ и линеаризуя систему уравнений (1) – (7), получим обыкновенные дифференциальные уравнения второго порядка, описывающие границы раздела слоев 1 – 2 и 2 – 3.

Для границы 1 – 2 при $z = h$ имеем

$$\begin{aligned} A1 \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + A2 \frac{\partial \eta}{\partial t} + A3 \eta &= 0; \\ A1 &= -\frac{1}{k} \rho_1 + \rho_2 \frac{B \exp(kh) + C \exp(-kh)}{B \exp(kh) - C \exp(-kh)}; \\ A2 &= -2 \left(i \rho_1 U_1 + \mu_1 k \frac{B \exp(kh) + C \exp(-kh)}{B \exp(kh) - C \exp(-kh)} + \mu_2 k \right); \\ A3 &= g^* (\rho_1 - \rho_2) + k^2 (\rho_1 U_1 - 2i \mu_2 U_1 + \sigma^2). \end{aligned} \quad (8)$$

Для границы 2 – 3 при $z = 0$ имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + B2 \frac{\partial \xi}{\partial x} + B3 \xi &= 0; \\ B2 &= -2k^2 \frac{\mu_2 - \mu_3 \frac{B \exp(kh) + C \exp(-kh)}{B \exp(kh) - C \exp(-kh)}}{\rho_2 \frac{B+C}{B-C} - \frac{\rho_3}{D}}; \\ B3 &= \frac{kg^* (\rho_2 - \rho_3) - k^3 \sigma^*}{\rho_2 \frac{B+C}{B-C} - \frac{\rho_3}{D}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Для нахождения коэффициентов $A1, A2, A3, B2$ и $B3$ необходимо решить уравнения (8) и (9). Для анализа возникновения неустойчивости границы слоев 2 – 3 при $z = 0$ приведем явный вид решения уравнения (9):

$$\begin{aligned} \xi &= \left(C1 \exp\left(-\frac{1}{2}(B2 - \sqrt{B2^2 - 4B3})t\right) + \right. \\ &\left. + C2 \exp\left(-\frac{1}{2}(B2 + \sqrt{B2^2 - 4B3})t\right) \right) \exp(ikx). \end{aligned} \quad (10)$$

Рост амплитуды колебаний во времени для фиксированной координаты $x = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м при волновом числе $k = 6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, частоте $\omega = 1,86 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ для коэффициентов $C1 = C2 = 1 \cdot 10^{-8}$, $B = 1 \cdot 10^{-6}$, $C = 2 \cdot 10^{-6}$, $D = 1 \cdot 10^{-5}$ представлен на рис. 2, где показано возникновение и развитие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на границе раздела слоев 2 и 3. График зависимости амплитуды колебаний от координаты x для момента времени $t = 1 \cdot 10^{-4}$ с при тех же параметрах приведен на рис. 3. Видно, что амплитуда к концу импульса воздействия достигает $2,5 \cdot 10^{-6}$ м, а пространственный период неустойчивости – 10 мкм. Это соответствует экспериментальным данным.

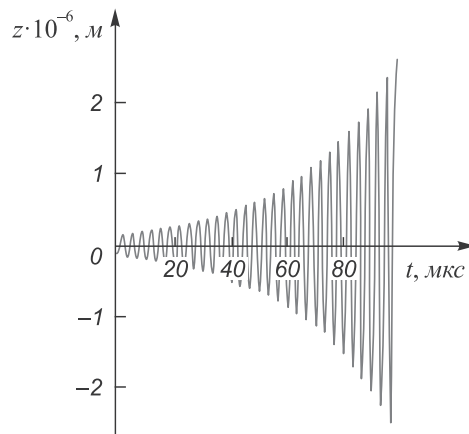


Рис. 2. Зависимость амплитуды колебаний границы раздела при фиксированном значении $x = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м от времени t

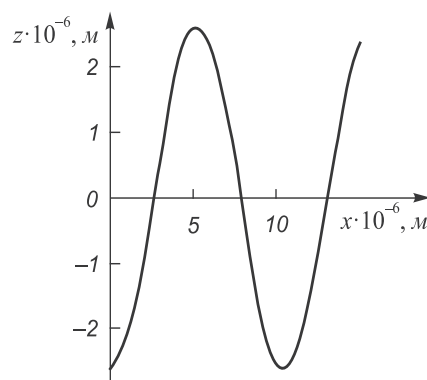


Рис. 3. Зависимость амплитуды колебаний границы раздела слоев 2 – 3 при $z = 0$ от координаты x для фиксированного момента времени $t = 10^{-4}$ с

Для того, чтобы определить траекторию частиц расплава в волне, представим потенциалы скорости в слое $0 < z < h$ в следующем виде [8]:

$$\varphi_2 = (B \exp(kz) + C \exp(-kz)) \cos(kx - \omega t). \quad (11)$$

Для $z < 0$ имеем

$$\varphi_3 = D \exp(kz) \cos(kx - \omega t). \quad (12)$$

Потенциалы, скорости и координаты связаны между собой зависимостями

$$v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad v_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \quad x = \int v_x dt; \quad z = \int v_z dt. \quad (13)$$

Воспользовавшись малостью колебаний, получим координаты движущейся точки в плоскости xOz : для слоя $0 < z < h$:

$$\begin{aligned} x &= x_0 - \frac{k}{\omega} \left((B \exp(kz_0) + C \exp(-kz_0)) \cos(kx_0 - \omega t); \right. \\ z &= z_0 - \frac{k}{\omega} \left((B \exp(kz_0) + C \exp(-kz_0)) \cos(kx_0 - \omega t), \end{aligned} \quad (14)$$

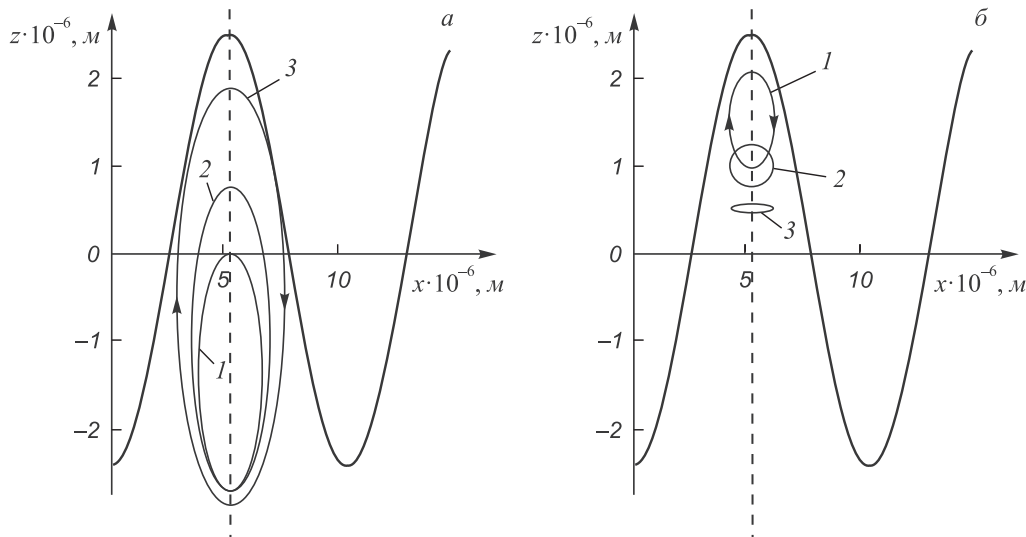


Рис. 4. Траектории частиц расплава на границе слоев:

а – для слоя 2 при значении равновесных координат $x_0 = 5,3 \cdot \text{мкм}$ и z_0 , равных $-1,5$, $-1,0$ и $-0,5 \text{ мкм}$ для эллипсов 1, 2 и 3 соответственно;
б – для слоя 3 при значении равновесных координат $x_0 = 5,3 \text{ мкм}$ и z_0 , равных $1,5$, $1,0$ и $0,5 \text{ мкм}$ для эллипсов 1, 2 и 3 соответственно

для слоя $z < 0$

$$\begin{aligned} x &= x_0 - \frac{k}{\omega} D \exp(kz_0) \cos(kx_0 - \omega t); \\ z &= z_0 - \frac{k}{\omega} D \exp(kz_0) \sin(kx_0 - \omega t), \end{aligned} \quad (15)$$

здесь x_0, z_0 – координаты равновесного положения частиц, представляющие собой центры эллиптических траекторий.

Подставляя значения констант, полученные при решении уравнений (8) и (9), и выбирая значения равновесных координат в областях $0 < z < h$ и $z < 0$, получим траектории, представленные на рис. 4, *а, б*.

Таким образом, частицы расплава описывают эллипсы вокруг точек x_0, z_0 , причем для частиц из слоя 2 (рис. 4, *а*) полуось эллипсов, перпендикулярная к границе раздела, больше, чем для частиц из слоя 3 (рис. 4, *б*). При этом в слое 2 длина этой оси увеличивается по мере приближения центра траектории к границе снизу, а в слое 3 – уменьшается. Это является следствием того, что, во-первых, различаются плотности взаимодействующих слоев расплава, а во-вторых, перколяция облегчает обмен элементами объема между слоями.

Выводы. Предложенная модель развития во времени неустойчивости Кельвина-Гельмгольца позволяет описать общий характер формирования геометрической

структуры границы раздела зоны электровзрывного легирования с основной металла. Формирование структуры границы характеризуется ростом амплитуды колебаний границы и одновременным ее размыванием в ходе процессов перколяционного перемешивания с образованием «нечеткого» геометрического рисунка, который соответствует экспериментально наблюдаемому квазипериодическому волнообразному рельефу этой границы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Вострецова А.В., Ващук Е.С., Будовских Е.А. и др. – В кн.: Материаловедение и термическая обработка металлов. Междунар. сб. науч. тр. / Под ред. А.Н. Емелюшина и Е.В. Петроченко. – Магнитогорск: изд. МГТУ, 2009. С. 209 – 212.
2. Ткаченко В.И. // Вісник Харківського університету. Серія фізична: «Ядра, частинки, поля». 2010. № 916. Вип. 3. С. 4 – 22.
3. Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. – Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1985. – 264 с.
4. Физические основы электровзрывного легирования металлов и сплавов / А.Я. Багаутдинов, Е.А. Будовских, Ю.Ф. Иванов, В.Е. Громов. – Новокузнецк: изд. СибГИУ, 2007. – 301 с.
5. Лэмб Г. Гидродинамика. – М.: ОГИЗ Гостехиздат, 1947. – 928 с.
6. Funada T., Joseph D.D. // J. Fluid Mech. 2001. Vol. 445. P. 263 – 283.
7. Сумм Б.Д. // Вест. Моск. ун-та. Сер. 2. Химия. 1999. Т. 40. № 6. С. 400 – 405.
8. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1988. – 733 с.

© 2012 г. С.Г. Молотков, Е.С. Ващук, Е.А. Будовских, В.Е. Громов, В.Я. Целлермаер
 Поступила 28 декабря 2011 г.